



TITLE:

道床を対象とした砂利層の力学的
性質に関する基礎的研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

最上, 幸夫

CITATION:

最上, 幸夫. 道床を対象とした砂利層の力学的性質に関する基礎的研究.
京都帝国大学, 1962, 工学博士

ISSUE DATE:

1962-03-31

URL:

<https://doi.org/10.14989/138530>

RIGHT:

道床を対象とした砂利層の力学的性質
に関する基礎的研究

昭和36年6月

最 上 幸 夫

後
半

道床を対象とした砂利層の力学的性質 に関する基礎的研究

目 次

第 1 章 緒 論

1. 緒 言	1 頁
2. 従来の研究の概要	2
2.1 概 説	2
2.2 従来の研究の概要	2
3. 本研究の主題と内容	14
3.1 本研究の主題	14
3.2 本研究の内容	16
第 1 章 参考文献その他	18

第 2 章 砂利層の静力学的性質に関する研究

1. 緒 言	21
2. 模型実験の概要	22
3. 砂利層内の圧力分布に関する研究	25
3.1 概 説	25
3.2 圧力分布算定の基礎式	25
3.3 矩形載荷板への適用	26
3.3.1 鉛直軸上の圧力分布の計算	26
3.3.2 任意点における圧力分布の計算	28
3.3.3 実験結果への適用	40
3.4 円形載荷板への適用	44
3.4.1 鉛直軸上の圧力分布の計算	44
3.4.2 任意点における圧力分布の計算	47
3.4.3 実験結果への適用	48
4. 静荷重による砂利層の沈下に関する研究	49
4.1 概 説	49
4.2 静的荷重による砂利層の沈下特性	50
4.2.1 一定荷重による沈下特性	50
4.2.2 局部載荷による沈下特性	54
4.2.3 圧縮量と流動量との関係	58
4.2.4 繰返し荷重による沈下特性	60

4.2.5	載荷板重心軸上の沈下分布	62
4.3	静的荷重による砂利層の沈下に関する考察	62
4.3.1	概 説	62
4.3.2	静的荷重と沈下との関係	63
4.3.3	静的繰返し荷重による沈下に関する考察	69
5.	本章の総括	75
第2章	参考文献その他	75

第3章 砂利層の動力学的性質に関する研究

1.	緒 言	77
2.	模型実験の概要	78
3.	振動沈下に関する研究	79
3.1	概 説	79
3.2	砂利層の振動性状	79
3.3	振動沈下に関する考察	86
3.4	本節の結論	94
4.	衝撃沈下に関する研究	96
4.1	概 説	96
4.2	1回の衝撃作用による振動特性ならびに沈下特性	97
4.3	繰返し衝撃による沈下に関する考察	102
4.4	本節の結論	105
5.	本章の総括	105
第3章	参考文献 その他	108

第4章 本研究結果の道床への適用に関する研究

1.	緒 言	109
2.	まくら木下面道床内圧力分布の計算法	109
3.	道床における静荷重強度—沈下曲線の検討	112
4.	静的繰返し荷重による道床の沈下	114
5.	振動沈下の実験結果に対する検討	115
6.	振動沈下軽減に関する一考察	120
7.	本章の総括	122
第4章	参考文献 その他	124

第5章 結 論

付 記	127
-----------	-----

第 1 章 緒 論

1. 緒 言

砂利層とは、通常粒径 1 ~ 120 mm の範囲内にある砂利または碎石を材料として堆積し、これを適当に突き固めて造った、ある形状と厚さを有する基礎を意味する。これは一般の土木建築構造物はもちろん、その他各種機械基礎などとして広範に使用され、その実用範囲はきわめて広い。なかでも鉄道の道床、道路の路盤などは、その代表例として挙げられる。これが従来から基礎材料として広く使用されている主な理由としては、つぎのような諸点を挙示することができる。

- (1) 上部からの荷重を均等に広く分布して下部の土質基礎に伝え、土質基礎に生ずる土圧分布を減少せしめて、その安定度を増大させるのに役立つ。
- (2) 弾力性に富むこと。この特性はとくに走行荷重がある場合に効果的で、車両の乗心地を良くするものと考えられている。
- (3) 排水が良好で凍上防止にも効果がある。また雑草の繁茂を防止する。
- (4) 材料がきわめて豊富、どこでも容易に入手でき、材料費が安く経済的である。

このような種々の利点があるため、従来から各方面の基礎としてきかんに使用され、とくに鉄道ではその建設当初より最近にいたるまで、道床材料として欠くべからざる役目を果しつつある。このため砂利層に関する力学的性質については、鉄道技術者が最も古くから深い関心をもち、土質工学の分野が今日の隆盛を見ない以前から砂利層の主として内部圧力の分布や沈下などの力学的性質について実験的研究を行っている。しかしこれらの研究では主として静的荷重の場合に限られ、動力学的性質については、ほとんど未着手のまま比較的近年まで放置されていたようである。ところが近年になって他の交通機関との競争の立場からも列車速度の向上が切望されるようになり、軌道構造の動的強度が問題となるようになった。かくして道床や路盤がレール継目とともに軌道構造の弱点として指摘されるに及んで、道床の動力学的性質を究明する必要に迫られるに至った。本文における著者の研究も主としてこのような線に沿って行ったものであるが、また一方砂利層なる基礎材料の力学的性質を近代土質工学または基礎工学の立場から、できるだけ明確に把握するために一連の系統的な模型実験を実施して、その定性的な性質を検討するとともに、これについて若干の理論的考察を加え、理論の妥当性については、著者の模型実験の結果のみならず、既往の実験結果とも比較対照した結果は、かなり満足すべきものであることが確認された。

2. 従来の研究の概要

2.1 概 説

前節で述べたごとく、砂利層なる基礎材料を最も大量に使用したのは、鉄道の道床であつた関係上、砂利層に関する研究は、当初においては鉄道技術者によって取扱われ、土質工学とは分離した状態にあつたものといえる。

土質工学が長足の進歩をとげ、その体系が整つたのは、きわめて近年のことに属するためであろう。土質工学においては代表的な土として砂質土と粘性土とが取り上げられ、主としてこれらの工学的性質が研究の対象となつたのであるが、砂利層は砂質土の一種と考えられ、両者を含めて一般に粒体層と呼ばれているようである。

しかし砂と砂利では、その粒子に相当大いさの差異があるので、一応両者を区別して研究するのが妥当であると考えられる。砂質土については、土質工学^約にかなり多くの系統的な研究が行われ、その力学的性質についてはある程度究明されている。

一方砂利についてはすでに述べたように、静力学的性質について古くから実験と考察が行われているが、動力学的性質については最近にいたつてようやくある程度の解明がなされているというのが実状のようである。しかしながら砂利層についてはまだ多くの未解決な問題が取残されているものと考えられるので、著者は本研究において砂利層基礎に関する一連の系統的な模型実験を行い、まずその定性的な性質を把握するとともに、これについて考察と検討を進めることにした。

2.2 従来の研究の概要

砂利層に関する従来の研究としては、砂利層そのものに関して行われた研究と砂利層に密接な関連性をもつと考えられる砂質土などに関して行われた研究とに大別しうるものと考えられる。そこで研究の概要をつぎの項目に分けて述べることにする。

砂利層そのものに関する研究として、

- (1) 静力学的研究の概要
- (2) 動力学的研究の概要

砂利層に関連した従来の研究として、

- (3) 地盤内応力分布に関する研究の概要
- (4) 砂質土に関する最近の動力学的研究の概要

以上の項目につき、以下順を追つて述べることにする。

- (1) 静力学的研究の概要

- 1) 米国鉄道技術協会における研究

軌道構造の一部としての道床については、1914年米国鉄道技術協会(AREA)において、軌道応力特別委員会を結成し、Arther N. Talbot 氏を委員長とする

18名の委員を任命して、軌道構造全般に対する広範な実験的研究を行い、軌道構造の力学的性質の実体を把握し、これらについて理論的な検討も行った。

この研究は一時中止状態にあった年月を含めると、約20年間にわたって行われ、これについて膨大な報告書が提出されている。

このうち道床については、まくら木下面の圧力分布や沈下などの測定が行われ、圧力分布については、圧力球根に類似した分布が求められ、これについて若干の理論的考察が行われ、2項分布の概念が提案された。この委員会の圧力分布に関する考察¹⁾では、砂利粒子を最も簡単にモデル化し、1粒子は順次次層の2粒子によって支持されると仮定すると、最上段の1粒子に作用する外力は、第n層においては、 $(\frac{1}{2} + \frac{1}{2})^n$ を展開した項によって表わされる分布、すなわち2項分布をなすものと考えた。nが大きい場合には、この分布曲線は確率曲線によって表わされる。

すなわち

$$p = \frac{hP_0}{\pi} e^{-hx^2} \dots\dots\dots (1.1)$$

ここに、p : P_0 なる集中力の作用点から水平距離xの点に生ずる圧力強度 (lb/inch²)、h : 砂利の深さに関する係数で実験的に決められる値 (inch⁻¹)、x : P_0 の作用点から圧力を求める点までの水平距離 (inch)。

また一方実験によって圧力分布を測定し、まくら木幅8吋の測定結果から係数hを決定し、

$$h = \frac{2.1\sqrt{\pi}}{d^{1.25}} \dots\dots\dots (1.2)$$

なる実験式をえている。²⁾

ここに、d : 砂利層の深さ (吋)。

その結果まくら木幅8吋の場合の圧力分布P (lb/in²)は、平均荷重強度を P_0 (lb/in²)として、

$$P = \frac{16.8P_0}{d^{1.25}} \times (10)^{-6.05 \frac{x^2}{d^{2.5}}} \dots\dots\dots (1.3)$$

ただし、式(1.3)はまくら木幅8吋、深さ4~30吋の場合のみに適用できるものとした。³⁾

2) 国有鉄道における研究

わが国でも国鉄においては、A. R. E. A. とほぼ同様の実験を狭軌の場合について行い、まくら木幅20cm、レール圧力5tを載荷した場合の圧力分布測定の結果から、式(1.1)の係数hを決定し、つぎの実験式をえた。⁴⁾

$$P = \frac{5.8P_a}{10 + d^{1.25}} e^{-\left(\frac{5.14}{10 + d^{1.25}}\right)x^2} \dots\dots\dots (1.4)$$

ここに、 P_a : 平均荷重強度 (lb/in²) , P : 求める荷重強度 (lb/in²) ,
 h, x は前に同じ (吋) 。

式 (1.4) は実験式であるが、理論的計算法についても研究し、等方弾性体内における平面変形の理論⁵⁾を修正した Kogler 氏の算式⁶⁾に実験を加味して次式で表わした。

$$P_z = \frac{P}{Z \varphi_0} (\cos \varphi - \cot \varphi_0 \sin \varphi) \cos^2 \varphi \quad \dots \dots \dots (1.5)$$

ここに、 P_z : 求める圧力 (％) , P : 分布荷重 (％) , Z : 道床の深さ (cm) ,
 φ_0 : 限界角度 (度) , φ : 圧力を求める点と P の作用点を結ぶ線分と鉛直線とのなす角 (度) 。

また $P = 2 \int_0^x \tan \varphi_0 P_z dx$ の関係がある。

式 (1.5) を基礎式としてまくら木下面における底面反力分布を放物線と仮定し、つぎの結果が算出されている。⁷⁾

図-1.1

図-1.1 を参照して、領域(A)に対し、

$$P_z = \frac{P_c}{\varphi_0} (A \varphi_0 + B \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 - C \sin^2 \varphi_0 - \frac{2,3 \alpha}{\tan \varphi_0} \log \cos \varphi_0) \dots (1.6)$$

領域(B)に対し、 $x_1 < b/2$ のとき、

$$P_z = \frac{P_c}{2 \varphi_0} \{ A (\varphi_b + \varphi_a) + B (\sin \varphi_b \cos \varphi_b + \sin \varphi_a \cos \varphi_a) - C (\sin^2 \varphi_b + \sin^2 \varphi_a) \\ - \alpha (\varphi_b + \varphi_a) + \alpha (\sin \varphi_b \cos \varphi_b - \sin \varphi_a \cos \varphi_a) + \frac{2}{\cot \varphi_0} (\sin^2 \varphi_b - \sin^2 \varphi_a) \}$$

$$- \frac{2.3\alpha}{\tan\varphi_c} (\log \cos\varphi_b + \log \cos\varphi_a) \} \dots\dots\dots (1.7)$$

$x_1 > b/2$ のとき,

$$P_z = \frac{P_c}{2\varphi_0} \{ (\varphi_b - \varphi_a)(A - \alpha) + (\sin\varphi_b \cos\varphi_b - \sin\varphi_a \cos\varphi_a)(B + 2) \\ - (\sin^2\varphi_b - \sin^2\varphi_a)(C - \frac{\alpha}{\cot\varphi_0}) - \frac{2.3}{\tan\varphi_c} (\log \cos\varphi_b - \log \cos\varphi_a) \} \\ \dots\dots\dots (1.8)$$

領域③に対し, $x_1 < b/2$ の場合は, 式(1.7)で $\varphi_b = \varphi_a$ とする。 $x_1 > b/2$ の場合は, 式(1.8)で $\varphi_b = \varphi_a$ とする。ここに,

$$A = 1 - 4h^2 \tan^2\varphi_c - 4h^2$$

$$B = 1 - 4h^2 \tan^2\varphi_c + 4h^2$$

$$C = B \cot\varphi_0$$

$$\alpha = 8h^2 \tan\varphi_c \cot\varphi_0, \quad h = b/z$$

P_c は C 点の放物線分布としての荷重強度を表わし, φ_0 は砂利の性質により多少異なるが, 国鉄の実験式では次式で与られている。⁸⁾

$$\varphi_0 = \tan^{-1} 0.2 Z^{0.65} \dots\dots\dots (1.10)$$

ここに, Z : 表面よりの深さ (cm)。

(2) 動力学的研究

1) 村山朔郎博士, 著者の研究⁹⁾

この研究では砂利層が動的荷重をうけた場合の振動性状について, 一連の模型実験的研究を行い, その結果砂利層の振動特性は非線型に属すること, およびこのときのバネ特性曲線が荷重状態によって異なった曲線型で示されることを明らかにし, バネ特性曲線の接線によって動的弾性係数を求め, この値が一般に静的地盤係数よりもかなり大きい値を示すことを確かめた。また同実験からある特定の荷重状態ならびに振動数に対しては, これに最も適合した砂利層の厚さや粒度組成が存在しうることなどを推論した。ついで振動荷重によって生ずる砂利層の永久沈下(振動沈下)について模型実験を実施し, 強固な路盤上の突き固めが十分でない砂利層に振動荷重が作用した場合の沈下状態をしらべ, 沈下と振動数, 砂利厚さ, 表面寸法, 砂利粒径などとの関連性を検討した。

2) 佐藤裕枝師の研究¹⁰⁾

国鉄技術研究所軌道研究室の佐藤 裕枝師は道床破壊の機構について模型実験を行い, 振動によって石質物体の摩擦係数がいかに変化するかをしらべ, $\epsilon = f_v/f_0^*$ とし, この ϵ と振動の加速度 α との間に密接な関連性のあること

* f_v : 動摩擦係数, f_0 : 静摩擦係数

を実験的に明らかにした。また試料間の面圧を重錘によらずバネ力を用いるときの滑動加速度 b' は、

$$b' = \frac{m+M}{m} b \quad \dots\dots\dots (1.11)$$

なる関係で表わされるものとした。

ここに、 m : 試料の質量、 M : バネ力に相当する面圧を与える質量、 b : M なる質量をのせたとき滑動する加速度。

ついで国鉄の津田沼線路試験区において原寸の試験軌道をつくり、油圧試験機によって繰返し荷重を作用させて、その繰返し速度を 333, 500, 666 r. p.m. の 3 種とし、道床の状態を種々に変えて振動沈下の実験を行い、沈下 y (mm) と繰返し回数 x (単位万回) との関係を実験的に求めて次式を提案した。

$$y = C_1 (1 - e^{-\alpha x}) + \beta x \quad \dots\dots\dots (1.12)$$

ここに、 y : 振動沈下量 (mm), C_1 : 圧密量 (mm), α : 道床の圧密性を表わす係数 (1/万回), β : 側方移動性を表わす係数 (mm/万回), x : 繰返し回数 (1/万回), α , β を動的道床沈下係数と呼ぶ。 C_1 の値は最初の突き固めの程度によってその値が異なる。道床としてふるい砂利と碎石を用いた場合について比較すると、碎石の方が明らかに優れており、 α の値が大、すなわち圧密が早く終了し、 β もふるい砂利の 1/6 程度となる。 β は本実験によると大体繰返し速度の自乗に比例して増大する傾向が認められたとしている。

3) 村山朔郎、谷本喜一両博士の研究¹¹⁾

村山、谷本両博士も砂利層についてほぼ上と同様の模型実験を行った。この場合は砂利層の厚さを 5, 10, 15 cm ; 路盤は 3 種の相異なる性質のスポンジ板を用い、基礎は相対する 2 辺のみ木枠によって固定し、他の対向 2 辺のみ流動が生ずるように造られた。これらの砂利層基礎に小型振動機を作用させて、そのときの振動数、振幅ならびに 1000 回繰返し後の沈下量、比摩擦 (動態時の摩擦抵抗と静止時のそれとの比) などの測定を行い、これらの間の相関性が実験的に検討された。その結果振動加速度と沈下とはほぼ比例関係にあることおよび道床内 1 点における比摩擦は、その点における加速度値によって決定され、両者の関係は比摩擦が加速度の減少関数として表わされ、路盤性状や道床厚にはほぼ無関係であることなどが明らかにされた。

4) 大阪市大岡^部一郎教授、安山信雄講師の研究¹²⁾

これは上述の原寸軌道を用いた佐藤技師の実験とほぼ同様のもので、道床の種類、厚さなどを種々に変化させて実験を行った。その結果振動沈下曲線は式 (1.12) によって表わされることを明らかにし、各種の基礎状態について係数 α , β , C_1 などの値を求めて比較検討した。また Vibrogir を使用して同様の実

験を行い、 β についてはつぎの関係があることを実験的に明らかにした。¹³⁾
すなわち、

$$\beta = m (P_a \alpha_b - n) \dots\dots\dots (1.13)$$

ここに、 β ：流動沈下係数、 P_a ：まくら木底面の平均荷重強度、 α_b ：バラストの振動加速度、 m 、 n ：バラストの種類、厚さ、サブバラストの有無およびその構造、まくら木の種類、寸法などによって変化する係数。このほかに両氏は模型軌道について予備実験的に静荷重によるまくら木下面の圧力分布や沈下の実験を行い、種々の軌道状態における実験式を提案し、加速度の測定などかなり広範な一連の実験を実施しており、その結果は大いに注目すべきものと思われる。

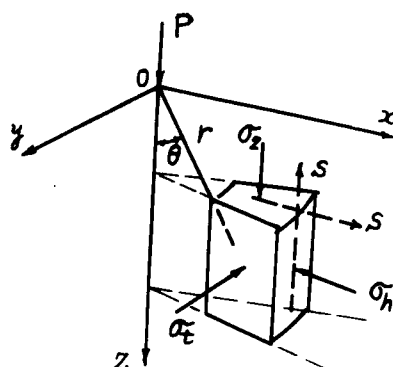
(3) 地盤内応力分布に関する研究の概要

砂利層そのものに関する研究は大略上述のとおりであるが、砂利層は粒体層といわれる基礎地盤の一種とみなすことができる。そこでつぎに砂利層と類似した砂質地盤を主とした地盤内の応力分布に関する研究の概要をたどってみる。

1) Boussinesq 氏の研究¹⁴⁾

地盤内の応力分布ならびに変形については、半無限弾性体上の表面に加えられた力による応力分布ならびに変形の理論が適用されることは一応常識的になぜかれる。この問題を最も古く論じたのは Lamé および Clapeyron 両氏といわれるが、¹⁵⁾これを系統的に研究したのは Boussinesq 氏であつて、その研究結果はその後の地盤力学発展の基礎をなしたものとして注目される。

図-1.2



Boussinessq氏が求めた応力式は円とう座標を用いて図-1.2の記号により次式で表わされている。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_z &= \frac{3P}{2\pi r^2} \cos^3 \theta \\ \sigma_h \sigma_n &= \frac{P}{2\pi r^2} \left(3\cos\theta \sin^2 \theta - \frac{m-2}{m} \frac{1}{1+\cos\theta} \right) \\ \sigma_t &= -\frac{m-2}{m} \frac{P}{2\pi r^2} \left(\cos\theta - \frac{1}{1+\cos\theta} \right) \\ \tau &= \frac{3P}{2\pi r^2} \cos^2 \theta \sin \theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.14)$$

ここに、 P ：表面に加えられた集中力、 σ_z ：鉛直方向の垂直応力、 σ_h ：放射線方向の水平な垂直応力、 σ_t ：接線方向の水平な垂直応力、 τ ： σ_t, σ_n による接線応力、 m ：ポアソン数。

地盤が非圧縮性で $m=2$ の場合は、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_z &= \frac{3P}{2\pi r^2} \cos^3 \theta \\ \sigma_h \sigma_n &= \frac{3P}{2\pi r^2} \cos \theta \sin^3 \theta \\ \sigma_t &= 0, \quad \tau = \frac{3P}{2\pi r^2} \cos^2 \theta \sin \theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.15)$$

これを極座標を用いて書き直すと、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{3P}{2\pi r^2} \cos^3 \theta \\ \sigma_s &= \sigma_t = \tau_r = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.16)$$

ただし、 σ_r ：半径方向の垂直応力、 σ_s ：半径に垂直な子午線面内に含まれる垂直応力、 σ_t ：子午面の垂直応力、 τ_r ： σ_r, σ_s による接線応力。

式(1.16)によれば、応力は弾性体内を直線的に伝播する。一般に $m \neq 2$ の場合は成立しないが、そのうち $m=2 \sim 4$ に対しては、応力直進の法則が近似的に成立すると考えて差支えないものとされている。¹⁶⁾

2) Melan氏の研究¹⁷⁾

E. Melan氏は弾性体が線荷重を受けた場合に次の公式を誘導した。

$$\sigma_z = \frac{2\bar{P}}{\pi} \frac{z^3}{r^4} = \frac{2\bar{P}}{\pi z} \cos^4 \varphi \quad \dots\dots\dots (1.16')$$

ここに、 \bar{P} ：線荷重強度、 r ：原点と圧力強度を求める点との距離、 z ：圧力強度を求める点の深さ、 φ ： r と z 軸とのなす角。

3) Kögler および Scheidig 両氏の実験的研究¹⁸⁾

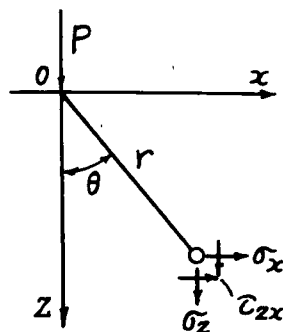
一般に基礎地盤は完全弾性体とはいえないから、自然地盤内の応力分布の算定には Boussinesq 氏の式をそのまま適用することは必ずしも妥当であるとはいえない。とくに粒体層地盤においては、上記の理論とはかなり相違した結果を与えるものと考えられる。

両氏は砂質地盤についてとくに広範な実験的研究を行った。その結果によれば、ある深さ t (載荷板幅の約 3 倍) まではいわゆる応力集中の現象を生じ、それより深い箇所では上記の理論式とはほぼ一致した結果となり、理論の適用が可能となる。しかしこれらの圧力分布や沈下は載荷板の形状、大きさなどによっても変化することが確認された。

4) O. K. Fröhlich 氏の研究¹⁹⁾

自然地盤に対しては Boussinesq 氏の理論式がそのまま適用しがたいことを考慮し、応力集中係数 ν の概念を導入して修正式を提唱した。この場合も応力直進の法則が適用される。

図 - 1.3



Fröhlich 氏の式は図 - 1.3 による記号を用いて次式で表わされている。

$$\begin{aligned}\sigma_z &= \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu+1} \theta \\ \sigma_x &= \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu+1} \theta \sin^2 \theta \quad \dots\dots\dots (1.17) \\ \tau_{zx} &= \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu+1} \theta \sin \theta\end{aligned}$$

線対象荷重（2次元）の場合は、

$$\begin{aligned}\sigma_z &= \frac{P}{\bar{\nu}} \frac{1}{r} \cos^{\nu} \theta \\ \sigma_x &= \frac{P}{\bar{\nu}} \frac{1}{r} \cos^{\nu-2} \theta \sin^2 \theta \\ \tau_{zx} &= \frac{P}{\bar{\nu}} \frac{1}{r} \cos^{\nu-1} \theta \sin \theta\end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1.18)$$

ν , $\bar{\nu}$ の関係はつぎのごとくである。

ν	1	2	3	4	5	6
$\bar{\nu}$	$1/\pi$	$1/2$	$2/\pi$	$3/4$	$8/3\pi$	$15/16$

5) 各種図解法による応力分布算定法に関する研究

上述の式では載荷板の形状、大きさなどの影響が入っていないので、Steinbrenner 氏²⁴⁾は $a \times b$ の矩形載荷板に上式を適用して応力分布を求める算式を提案し、計算の便をはかって図表を作製した。

Newmark 氏²⁵⁾は Boussinesq 氏の理論にもとづいて半径 r の等分布荷重の中心において深さ Z の点に生ずる応力 σ_z を求める算式をもとにして多くの載荷板荷重によって任意点の任意深さ Z に生ずる応力を求める実用的な計算図表を作成した。

Burmister 氏²²⁾, Krynine 氏²³⁾なども同様の計算図表を作成している。

松尾新一郎博士²⁴⁾は Newmark, Burmister, Krynine 氏などの図解法の改良を考え、集中係数 ν を考慮した場合の実用的な図解法を示した。

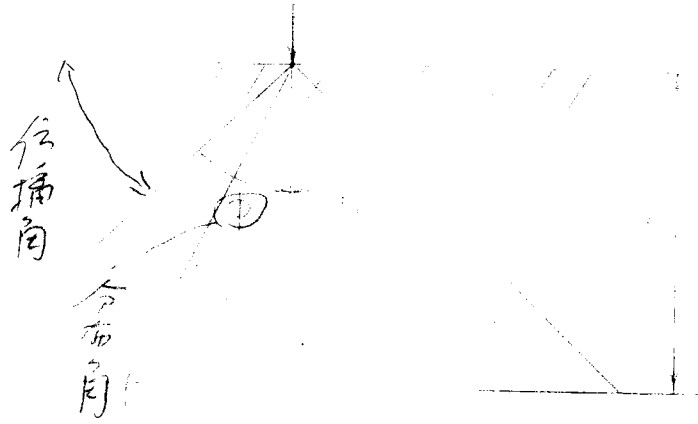
6) 地盤の弾性係数が異なった場合の応力分布に関する研究

地盤の弾性係数が異なった多くの層よりなる場合の沈下については、松村孫治博士²⁵⁾ および星埜 和博士²⁶⁾、また二層地盤内の応力伝播については石原研而氏²⁷⁾が取扱っている。

7) 分布角の概念を導入した応力分布算定に関する研究

以上に述べた応力分布に関する研究では、地盤を半無限体と仮定しているが、砂質土や砂利層のような粒状質地盤に対しては、圧力伝達の限界角（分布角ともいう） ϕ を考え、図一1.4に示す θ が ϕ よりも大きい部分は力の伝達に無関係なものと考えたものである。

図-1.4



この考えにもとづいて、Kögler 氏²⁸⁾は線対象荷重（2次元）の場合を、Stroschneider 氏²⁹⁾は点対象荷重（3次元）の場合を取扱い、それぞれ次式を提案した。

線対象荷重の場合、

$$\sigma_z = \frac{P}{Z\phi} (\cos \theta - \cot \phi \sin \theta) \cos^3 \theta \dots\dots\dots (1.19)$$

点対象荷重の場合、

$$\sigma_z = \frac{3P}{2\pi z^2} \frac{(\cos \theta - \cot \phi \sin \theta)}{1 - \cos \phi} \cos^4 \theta \dots\dots\dots (1.20)$$

式（1.19）で $\phi = \pi/2$ とおけば、式（1.18）で $\nu = 3$ とした場合に一致する。また式（1.20）で $\phi = \pi/2$ とおけば、式（1.17）で $\nu = 3$ とした場合 すなわち Boussinesq 氏の式に一致する。

国鉄の道床内圧力分布の理論式では、 ϕ の値を実験的に求め、 Z の関数として式（1.10）によつて表わした。このような取扱い方は粒体層地盤のように弾性体もしくは連続体とみなすことが余り実状に適していないと考えられる場合にはかなり妥当な取扱い方法と考えられる。また最近 Кандау ров 氏³⁰⁾は確率論的な考えから次式を提案している。

図-1.5 により、線対象荷重に対し、

$$\sigma_z = \frac{2P}{Z} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} e^{-\frac{4\nu}{z^2} x^2} \dots\dots\dots (1.21)$$

軸（点）対象荷重に対し、

$$\sigma_z = \frac{P}{2\pi Z^2} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} e^{-\frac{4\nu}{z^2} r^2} \dots\dots\dots (1.22)$$

ここに、 P ：集中 図—1.5

荷重、 ν ：表面に

おける伝播角の

tangentを表わす、

r ：3次元の場合

の原点 O から圧力

を求める点までの

水平距離を表わす。

この方法も上述の

限界角もしくは分

分角 ϕ を考慮した

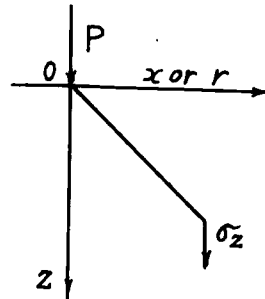
場合と同様の考え

方によるもので、

この場合は限界角

ϕ の余角を伝播角と呼び、伝播角は深さ Z によって変化するものとし、最も簡単な場合として ν が Z に比例して減少するという仮定を用いている。

粒体層地盤に対してはこのような取扱い方が最も実状に適したものと考えられるので、著者は一荷重の砂利層内における分布状態に対してはKaHa ayPOB氏の仮定を採用し、式(1.19)～式(1.22)をもとにして砂利層もしくは砂層のような粒体層地盤内における圧力分布を求める算式を誘導し、著者の行った模型実験の結果ならびに既往の実験結果と比較検証を行った。



(4) 砂質土に関する

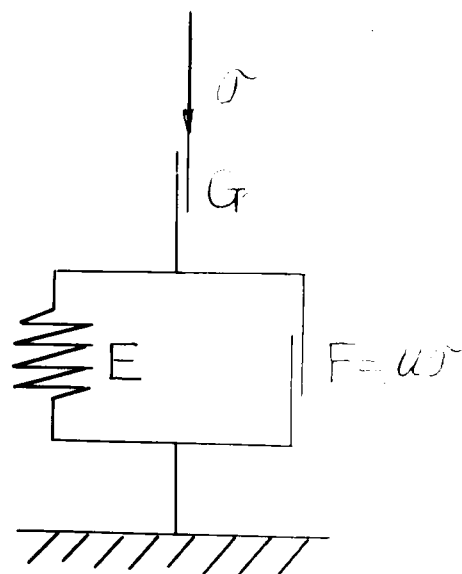
最近の動力学的研

図—1.6

究の概要

1) 谷本喜一博士の研究³⁾

谷本博士は側方拘束された砂質土について圧縮繰返し試験を実施し、圧縮応力と圧縮変位との関係を図—1.6に示す力学モデルによって説明した。



その結果両者の関係を次式で表わした。

$$\epsilon = \frac{\sigma}{\lambda_1 \sigma + \lambda_2} \dots\dots\dots (1.23)$$

ここに、 ϵ : 圧縮変位、 σ : 圧縮応力、 λ_1, λ_2 : 与えられた基礎状態に対し、実験によってきまる常数。

また一定の圧縮応力 σ を繰返して作用させた場合の圧縮沈下の機構についても同じモデルを用いて理論的考察を行った。

2) 村山朔郎博士、谷本喜一博士、松野三朗氏の研究³²⁾

砂質土に動的荷重が作用した場合の変形機構に関する研究は主として土の振動締固め機構に対する理論的解明を目的として行われたものであるが、従来このような試みはほとんど行われていなかったようである。

村山博士らは砂質土に振動荷重を作用させた場合について一連の実験的研究を行い、その成果を最近の建設機械に関する講習会のテキスト³³⁾として発表されている。さらに詳細な内容については、つぎの諸論文^{34), 35)}などに見られる。いまその一部について概略を述べると、つぎのようである。

まず砂質土に作用する振動荷重の影響を、 $\alpha = (\text{振動部重量}) / (\text{起振力})$ とおき、 α の値が1より大の場合と小の場合とに分けて研究を進めた。これは両者によって締固め度が著しく相違するためである。いずれの場合についても振動荷重の振動特性すなわち振幅、振動数、加速度など、ならびに有効締固めエネルギーと乾燥密度との関係を実験的にしらべた。その結果つぎのような関係式が実験的に見出されている。すなわち、

$\alpha < 1$ の場合、

$$r_d = r_{d0} + C_e \log_{10} \frac{E}{E_0} \quad (\alpha < 1) \dots\dots\dots (1.24)$$

ここに、 r_d : 任意の有効締固めエネルギー E における飽和乾燥密度、 r_{d0} : ある一定の有効締固めエネルギー E_0 における飽和乾燥密度、 C_e : 振動条件とは無関係で土質条件によって変化する係数。

$\alpha > 1$ の場合、

$$r_d = r_{d0} + C_a \log_{10} \frac{\bar{a}}{a_0} \quad (\alpha > 1) \dots\dots\dots (1.25)$$

ここに、 r_d : 任意の加速度 \bar{a} に対する飽和乾燥密度、 r_{d0} : 特定の加速度 a_0 に対する飽和乾燥密度、 C_a : 振動条件に無関係で土質、含水比などによってきまる係数。

3) Seed および Chan 両氏の実験的研究³⁶⁾

H.B. Seed および C.K. Chan 両氏は 繰返し荷重による土の変形について、シル質砂、シル質粘土の場合について実験を行い、応力の作用期間の影響は応力の作用間隔によって広い範囲に変化し、応力作用間隔中に生ずる土の複雑な諸現象に影響されることを明らかにした。

3. 本研究の主題とその内容

3.1 本研究の主題

砂利層に関する従来の研究の概要は、すでに前節に述べたとおりであるが、従来の砂利層そのものに関して行われた研究においては、主として鉄道の道床としての砂利層が主な研究の対象となっていたようである。もちろんこれは実用面から考えて鉄道の道床が最も直接的に研究の必要に迫られたことによるものと考えられる。しかしながら砂利層は道床のみに限らず、道路の路盤その他多くの構造物の基礎としてもかなり広範に使用されているのであるから、もっと広い意味で土質工学的な立場から砂質土とともに粒体層地盤の一種として、その一般的な力学的性質を究明することはきわめて肝要なことである。従来の研究ではとかく断片的となり、やや一貫性に乏しい憾みがあるように思われる。そこで著者は砂利層の力学的性質を究明するために、なるべく系統的な実験的研究を行う目的で一連の模型実験を実施し、その定性的性質を明らかにするとともに、これについて若干の理論的考察を加え、誘導した理論式の妥当性については著者の行った実験結果のみならず、既往の実験結果などを引用して比較検証を行うことにした。いずれにしても本研究の主題としては、土質工学または基礎工学的な立場から砂利層の力学的性質すなわち主として内部における圧力分布の状態および変形特性などを明らかにすることにあるといえる。このため著者は砂利層の基礎条件、主として基盤の形状、厚さ、拘束状態、下部路盤の硬軟などを変化させ、さらに荷重条件としては静的荷重、静的繰返し荷重、振動荷重、衝撃荷重、繰返し衝撃荷重

などを作用させ、そのときの荷重状態と基礎の変形との関連性について模型実験的に検討することにした。

なお静荷重の場合については載荷板重心鉛直軸上各深度における圧力分布を土圧計によって測定した。これら一連の実験的研究によってほぼ砂利層地盤の力学的性質の概要を把握することができたものと思われる。

さらに本研究の成果の一部を検討し、その結果を応用して軌道構造の合理的設計についても若干の模型実験と考察を試みた。これは本研究の実用面への応用ともいうべきものであるが、やはり重要な意義をもつものと考えられるので本研究の主題の一つとしてつけ加えた。本文の主題は上述のごとくであるが、いまいし具体的な内容についての主題と考えられる諸点を述べると、つぎのとおりである。

まず静力学的研究について考えると、力学的性質として最も基本的な圧力分布と沈下（永久沈下＋弾性沈下）との関係についてもまだ十分な解決は与えられておらず、従来理論的に取扱われている圧力と沈下との関係は弾性理論にもとづくものであるから、圧力と弾性沈下との関係を表わしたものであり、ここでいう沈下すなわち永久沈下＋弾性沈下とは異なったものである。また従来このような沈下と圧力との関係については、荷重強度－沈下曲線を実験的に求め、その初期接線係数を地盤係数（ K 値）と呼び、 $P = Ky$ 、ただし、 P ：荷重強度、 y ：沈下量、 K ：地盤係数。なる関係式によって表わしている。

しかしこの方法も十分正確なものとはいえない。したがって荷重強度と沈下との関係については一度再検討してみる必要があるものと考えられる。また圧力分布についても基礎条件を種々に変えた場合には、圧力分布の状態もそれに応じて変化するはずであるが、これらの分布状態についても余り実験的な検討は行われていないようである。さらに同一荷重強度の繰返し載荷過程における沈下状態についてもまだ余り十分な検討は加えられていないようである。これらの事項は砂利層の基本的な力学的性質としてきわめて重要なものと考えられるが、従来余り取扱われていないようであるから、著者は静力学的研究においてこれらの事項の究明に重点をおくことにした。

つぎに動力学的研究においては砂利層基礎の振動性状について研究し、振動によって生ずる永久沈下（以下振動沈下と呼ぶ）と振動性状との関連性について模型実験を行い、これについて若干の理論的考察を行った。

また衝撃作用の場合についても同様の模型実験を行い、衝撃エネルギーとこれによって生ずる永久沈下（以下衝撃沈下と呼ぶ）との関連性を実験的に検討し、繰返し衝撃エネルギーの場合について若干の理論的考察を加えることにした。以上のような動的荷重による砂利層の沈下については、その性質がはなはだ複雑なため単に実験的研究が行われた程度にすぎず、その理論的考察についてはほとんど試みられていなかったもので、著者は本研究においてこのような理論的考察を加

えることにした。

3.2 本研究の内容

本研究の内容は主として著者の行った砂利層に関する室内の模型実験を主体としているが、これらの定性的実験の結果から考察して提案した理論式の妥当性については、現在のところ模型実験と実物実験との相似律などについて砂利層のような複雑な場合にはまだ明確にされていないから、既往の実物実験の結果などを引用して検証を行うことにした。

以下本研究の内容を要約すれば、つぎのとおりである。

1) 第2章の概要

本章においては砂利層基礎の静力学的諸性質を究明することを目的として行った模型実験を中心として述べたものである。すなわち砂利層としては粒径 $10 \sim 20 \text{ mm}$ の碎石を使用することにし、まず砂利層基礎の種類を周辺拘束の程度に応じて (a) ~ (d) の4種に区別し、これら各拘束状態の場合について下部路盤を硬軟の2種類に分け、硬い路盤としてはコンクリート床を、軟かい路盤としてスポンジ板を用い、合計8個の代表的な基礎状態を作製し、さらに層厚を 5, 10, 15 cm の3種に変えて実験を行った。実際に比較すると層厚がやや薄すぎるようであるが、実験に用いた載荷板の寸法、荷重強度などが設備の関係上かなり小さいものを使用したので、定性的な実験としては一応許容されるものと思われる。

もちろん模型実験と実物実験とでは、その間の相似律が問題になるが、砂利のような複雑な性質をもつ試料では一般に相似律を見出すことは困難である。

したがって模型実験の結果からただちに実物実験の結果を定量的に見出すということはできないが、定性的な傾向の類似性については、ある程度推定するものと思われる。このような意味から上述の模型実験を実施したのである。これらの各種基礎状態に対して静荷重試験を行い、載荷^板重心軸上の各深度における圧力分布ならびに沈下の測定を行い、同時に基礎表面の沈下量をも測定した。つぎに一定荷重範囲の繰返し載荷試験を実施し、この場合は表面沈下のみ測定した。また周辺非拘束基礎の場合は流動による沈下が相当大きいものと予想されるので、その概略値をうるための測定も行った。

以上の実験値を検討して表面荷重強度と表面沈下との関係をしらべると、両者の関係は単に式 (1.23) のみによって表わされるものでないことが明らかになった。また表面荷重強度と内部圧力分布との関係はかなり複雑であるが、模型実験の結果から基礎の拘束度の影響がかなり著しいことがわかり、とくに非拘束基礎の場合は応力の集中度がきわめて大きく、以下拘束度が大となるにつれて集中度は減少する傾向が認められた。砂利層のような粒体層地盤に対する

圧力分布の算定には、前述のように分布角もしくは伝播角の概念を導入することが実状に即したものと考えられるので、この考えをとり入れた圧力分布の算定法について研究し、新しい算式を提案して実験値と比較検討を行い、さらにその結果を既往の実験値と比較検証した結果はかなりよい一致を示しており、理論式の妥当性を確認することができた。ついで一定の繰返し荷重強度が基礎に作用する場合の繰返し沈下量の測定を行い、繰返し荷重強度 \bar{p} と繰返し沈下量 y_i との間に成立すべき理論的關係式を導き、式に用いた諸係数を実験曲線より求めて比較検討を行った。また非拘束基礎のような荷重に対してかなり不安定な基礎の場合について載荷板重心軸上各深度における沈下量を測定検討した結果、このような基礎状態における軸上の沈下を推定しうる方法を提案した。

2) 第3章の概要

本章においては砂利層基礎に動的荷重すなわち振動荷重、衝撃的荷重などが作用した場合の動力学の性質について著者の行った模型実験を中心として述べたものである。すなわち前章と同様の基礎を用いて、これに振動荷重を作用させたときの振動性状ならびに変形特性をしらべ、衝撃荷重を作用させたときの変形状態などについて研究を行った。まず基礎に定常振動を与えた場合の振動沈下状態をしらべ、一方同時にその振動特性すなわち振幅、振動数、加速度などを測定し、これらの振動特性と振動沈下との相関性を検討した結果、振動沈下の現象に対して簡単な仮定を設けることによって一つの理論式を提案した。

従来振動沈下に対しては、その現象がはなはだ複雑であるため単に実験式として式(1.12)で示されていたにすぎなかったが、この式では振動沈下と振動要素との関係はなんら明らかにされていない欠点があるが、著者提案の理論式においては、ある程度振動要素との関連性を明らかにした点においてかなり合理的であるといえる。本理論式によれば、定性的には良く実験結果を説明することができる。

そこで本式を実験曲線に適用して理論式に用いた諸係数の値を各基礎状態に対して求め、その比較検討を行った。また一方載荷板重心軸上各深度における振動沈下を測定して沈下分布の状態を検討した。

つぎに衝撃エネルギーが同様の基礎に作用した場合の衝撃沈下について実験を行い、衝撃エネルギーがただ一回作用した場合と同一衝撃エネルギーが繰返し作用した場合とに分けて実験を行った。

一回の衝撃エネルギーが作用する場合には、衝撃エネルギー Wh/F (W :落体の重量, h :落高, F :落体の底面積)の値を種々に変えて、そのときの沈下 y の値を測定、両者の関係を実験的に検討したところ比較的簡単な実験式によって表わしうることが判明した。つぎに同一衝撃エネルギーが繰返し作用する場合の沈下については、静的もしくは振動の場合とほぼ同様の力学

モデルを適用することによって実験結果を定性的には良く説明しうることを明らかにし、提案した理論式を実験曲線に適用し、各基礎状態における理論式の諸係数を求めて比較検討を行った。また振動沈下の場合と同様に鉛直軸上における衝撃沈下を測定してその沈下分布の状態を検討した。

3) 第4章の概要

本章においては、これまで行った一連の模型実験に関する基礎的研究よりえられた成果を、かなり実際に近い模型軌道について行われた最近の実験的研究³⁷⁾の結果に適用してその妥当性を検証するとともに、本研究によってえられた成果の一部を検討し、これを実用面へ応用して軌道構造の合理的設計について若干の実験と考察を行った。

第1章 参考文献 その他

- 1) Arther N. Talbot and others : Second Progress Report of the Special Committee to Report on Stresses in Railroad Track, Transactions of the A. S. C. E., Vol. LXXXIII, PP. 1527 — 1534, 1919.
- 2) 上掲 1), PP. 1570 — 1571.
- 3) 上掲 1), P. 1571.
- 4) 小野諒兄：線路の構造及強度，第Ⅱ編 PP. 106 — 107, 昭. 23.
- 5) Timoshenko : Theory of Elasticity, P. 82, 1951.
- 6) 原口忠次郎，米田正文：土と杭の工学，P. 112, 昭. 26.
- 7) 上掲 4), PP. 108 — 110.
- 8) 上掲 4) P. 110.
- 9) 村山朔郎，最上幸夫：砂利層の振動性状について，
土木学会誌，38 — 6, PP. 237 — 240, 昭. 28.
同 上：砂利層の振動沈下に関する一実験，
土木学会誌，38 — 6, PP. 310 — 313, 昭. 29.
- 10) 佐藤 裕：石質物体の摩擦に与える振動の効果，
土木学会誌，39 — 6, PP. 304 — 369, 昭. 29.
同 上：軌道の動力学的強度，
鉄道業務研究資料，Vol. 12, PP. 34 — 39, 1955.
同 上：繰返荷重による道床沈下の実験，
鉄道技術研究報告第65号施設編第27号，昭. 34. 4.
- 11) 村山朔郎，谷本喜一：軟弱な支持層を有する粒体層の振動性状について，
土木学会誌，41 — 3, P. 85 — 90, 昭. 31.

- 12) 岡部二郎, 安山信雄: 各種サブバラストの品質形状の研究,
日本国有鉄道部外委託研究報告, 昭, 35. 3.
- 13) 岡部二郎: バラスト支持力の実験的研究, P. 3. 昭, 36.
- 14) 最上武雄: 土の力学, PP. 128 — 138, 昭, 23. 3.
- 15) Lamé Clapeyron : Crellés J., Vol. 7, 1831.
- 16) 上 掲 14, P. 137.
- 17) E. Melan: *Die Druckverteilung durch eine elastische Schicht, Beton und Eisen*,
S. 83 — 85, 1919.
- 18) Kögler und Scheidig : *Druckverteilung im Baugrunde, Bautechnik*,
Heft 27 — 31, 1929.
- 19) O. K. Fröhlich : *Druckverteilung im Baugrunde*, Springer, P. 18, 1934.
- 20) *Bodenmechanik und Zeitlichen Strassenbau*, symposium by 24 authors,
Volk und Reich Verlag, Berlin, P. 108, 1936.
- 21) Newmark : *Graphical Procedure for Computing Pressures*, Univ, Illinois,
Eng, Exp. Stat., circ., 24, 1935.
- 22) Burmister : *Graphical Distribution of Vertical Pressure beneath Foundations*,
Proc., A. S. C. E., Vol. 63. 1937.
- 23) Krynine : *Pressures beneath a spread Foundations*, Proc., A. S. C. E.,
Vol. 63, 1937.
- 24) 松尾新一郎: 基礎地盤応力の新図解法,
土木学会論文集, 第6号, PP. 49 — 53, 昭, 26.
- 25) 松村孫治: 弾性率の深さと共に変化する地盤における基礎の沈下,
土木学会誌, 17 — 11, PP. 1121 — 1140, 昭, 6.
- 26) 上 掲 17 PP. 64 — 75.
- 27) 石原研而: 二層地盤内の応力伝播に関する一考察,
土木学会文集, 第68号, PP. 32 — 40, 昭, 35.
- 28) 上 掲 6), P. 112.
- 29) 上 掲 14, P. 138.
- 30) Кандауров : 粒状質地盤内の応力伝播,
土木学会誌, 45 — 11, 抄録, PP. 50 — 51, 昭, 35. 11.
- 31) 谷本喜一: 粒体層の圧縮に関する一考察,
土木学会論文集, 第43号, PP. 53 — 58, 昭, 32. 2.
- 32) 村山朔郎, 谷本喜一, 松野三朗: 側方拘束土の振動締固めに関する実験的研究,
土木学会論文集, 第43号, PP. 59 — 63, 昭, 32. 2.

- 33) 村山朔郎：土の締固めと締固め機械， 昭. 33. 10.
- 34) 村山朔郎，谷本喜一，松野三朗：表面振動による砂質土の締固めについて，
土木学会誌，40 - 11, PP. 598 - 603, 昭. 30. 11.
- 35) 村山朔郎，谷本喜一，松野三朗：土の振動締固めについて，
第3回道路会議論文集， 昭. 31. 6.
上掲 12) および 10) の最後の文献，
- 36) H.B. Seed and C.K. Chan: Effect of Duration of Stress Application on Soil Deformation under Repeated Loading, Proc. of the 5th Int. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Paris, PP. 341~345, 1961.
- 37) 上掲 12) および 10) の最後の文献.

第 2 章 砂利層の静力学的性質に関する研究

1. 緒 言

本章においては砂利層基礎の静力学的性質，すなわち静的荷重が作用した場合の内部圧力分布の状態ならびに変形特性などについて模型実験を主体とした研究を行つた。もちろん砂利層のような複雑な材料では模型実験と実物実験との相似律を明らかにすることは一般に困難であるから，模型実験の結果からただちに実物実験の結果を推定することは不可能であるが，定性的にはある程度両者の間に類似した傾向を示すものと思われる。実験設備や経費などの関係を考え，余り大規模な実験は実施できなかったので止むをえず小規模な模型実験を行つた。しかしこれによつてもある程度定性的な性質を明らかにすることは可能であると考えられる。かかる意味から模型実験を主体として実験的研究を行い，まずその定性的な傾向を把握することにつとめた。もともと砂利もしくは碎石なる基礎材料は形状，寸法，材質など一粒子ごとに異なつたものであるから，これらが推積して形成される砂利層の力学的性質はかなり複雑であることは当然であり，従来のごとく単にこれを半無限弾性体もしくは連続体とみなすことは必ずしも妥当であるとはいえない。とくに荷重強度に比して基礎の突き固めが不十分な場合においてしかりである。いずれにしても砂利層内の内部圧力の分布や変形の状態は一般にきわめて複雑なものであつて，従来の理論のみによつては十分満足すべき説明を与えることは困難のようである。これは前述のように一粒子ごとに形状，大きさが異なり，その接触状態も種々であつて，その不均一性が著しいことが主因と考えられる。さらに載荷板の形状，大きさ，基礎の形状，突き固めの程度，下部路盤の性状などがこれに影響を及ぼすものと考えられる。もちろん砂利層の静力学的性質に影響を及ぼすと考えられる上記諸要素の影響をすべての場合について検討することは至難であるので，本研究においては砂利層基礎のうち代表的と考えられるような数種類の基礎状態をとりあげ，これらについて模型実験的な検討を行うことにした。これらの基礎について静荷重を順次より増大せしめてそのときの表面沈下ならびに載荷板重心鉛直軸上の圧力分布および沈下の測定を行うとともに，ある一定の荷重強度 \bar{p} の範囲内について繰返し載荷過程の実験を行い，このときの変形状態について測定を行つた。

以上の模型実験による測定結果について検討を進め，圧力分布に関しては従来の半無限弾性体内における応力分布の計算法とは異なつた，粒体層に最も適合したと考えられる一計算法を提案し，著者の行つた模型実験結果に適用するとともに，さらにその結果を他の研究者による既往の実験結果に適用し，この計算法がかなりよい一致を示すことを明らかにした。

ついで繰返し載荷による沈下について著者独自の力学モデルにおける構造抵抗力を

提案し、繰返し載荷過程による繰返し沈下について新しい理論式を誘導し、理論式に用いた係数の特性を各種基礎の場合について検討した。

従来繰返し載荷による沈下については、理論的に取扱われたものはほとんどなく、わずかに谷本博士が砂の拘束基礎の圧縮機構について力学モデルを提案したが、¹⁾ 著者はこの考えを拡張応用して砂利層基礎の場合に適用を試み、定性的には実験結果をかなりよく説明しうることを明らかにした。

2. 実験の概要

砂利層基礎としては一般に碎石と砂利の2種類が考えられるが、道床材料としては碎石が明らかに優れているので、ここでは砂利層として碎石のみを使用することにし、粒径 $10 \sim 20 \text{ mm}$ のものを用いた。本模型実験においては、同一基礎に種々の荷重状態を変えて作用させた場合の変形特性を明らかにすることに重点をおいた関係上、基礎の種別はなるべく少なくするために基礎材料としては碎石の一種類のみに限定した。もちろん砂利その他の材料たとえば栗石、鉦澤などの場合についても実験を行うことが望ましいが、かくすると実験の手数が著しく増大し、経費や日数の点から不都合と考えられたので止むなく材料として碎石のみを使用することにした。また粒径としては模型実験であるため、荷重強度、載荷板寸法がかなり小さいことを考慮し、入手の便否などの点から $10 \sim 20 \text{ mm}$ のものを使用することにした。つぎに載荷板としては $10 \times 17 \text{ cm}$ のものを用いた。これは振動沈下の実験に用いた起振機の底面寸法が $10 \times 17 \text{ cm}$ となっていたためである。なお一部の実験には比較のため $5 \times 8.5 \text{ cm}$ 、 $7.5 \times 12.75 \text{ cm}$ のものも使用した。下部路盤としては強固な場合はコンクリート床を、軟弱な場合は厚さ 5 cm のスポンジゴム板を代用した。また砂利層基礎の内部圧力分布や変形にはその基礎の周辺拘束状態の影響が大きいものと考えられるので、この拘束の程度を4種類に区分し、これに前記の路盤の硬軟2種類を組合せて合計8種類の異なつた基礎状態をつくり、これらによつて砂利層基礎を代表せしめることにした。基礎の拘束程度としてはつぎの4種類を用いることにした。

- (a) 基礎周辺非拘束、すなわち基礎の周辺は砂利層の自然こう配のままとする。
- (b) 砂利層の表面寸法を $22 \times 37.4 \text{ cm}$ とし、基礎の四周を鉛直な木枠によつて囲んだもの。
- (c) 砂利層の表面寸法を $13 \times 22 \text{ cm}$ とし、四周を鉛直なコンクリート壁で囲んだもの。
- (d) 砂利層の表面寸法を載荷板底面積とほぼ同一すなわち $10 \times 17 \text{ cm}$ とし、四周を鉛直なコンクリート壁で囲んだもの。

基礎の拘束度は(a)~(d)の順に大きくなるものと考えられる。また層厚の影響をみるために厚さを $5, 10, 15 \text{ cm}$ の3種に区分することにした。以上のごとくして実験

に用いた砂利層基礎の種別を一括すると表-2.1のごとくなる。

表-2.1 実験用砂利層基礎の種別

実験区分	路盤状態	表面寸法 (cm)	層厚 (cm)	拘束条件
(a)	下部コンクリート路盤 " ゴ ム "	15×22.5	5, 10, 15	周辺非拘束 自然こう配
(b)	" コンクリート " " ゴ ム "	22×37.4	同上	周辺木枠 準拘束
(c)	" コンクリート " " ゴ ム "	13×22	同上	周辺コンクリート 準拘束
(d)	" コンクリート " " ゴ ム "	10×17	同上	周辺コンクリート 完全拘束

表-2.1に示した基礎状態以外にも一部異なつた基礎状態すなわち表面寸法10×17cm, 20×34cm, 周辺非拘束, 下部路盤コンクリート, ゴムの2種, 層厚5, 10, 15cmについても実験を行つた。実験に用いた荷重強度の範囲がかなり小さいので, 砂利層は自然状態に積みかさねた程度とし, 予めなんら突き固めを行わないことにした。とくに表-2.1(a)の非拘束基礎では載荷後沈下が時間的に変動するので, この時間的変動の状態をみるために載荷後20秒までは5秒ごと, それ以後は10~30秒ごとに沈下状態を光テコによつて測定した。

その他の拘束基礎(b)~(d)では時間的変動はほとんど無視しうる程度であつたから時間的変動の測定は省略した。同一基礎に対しては5回の測定を行い, 一応その平均値によつて沈下を代表せしめた。載荷方法としては一定荷重ごとに逐次増大させていく場合と最初からある一定の荷重全部を載荷した場合および一定荷重の繰返し載荷過程の3種に分けて実験を行つた。載荷板重心鉛直軸上における圧力分布の測定にはEPB-10B土圧計-東洋測器KK製, 直径3cm, 高さ1.7cm, 圧力測定範囲0~10%, Calibration Factor 51.5 $\mu\text{V}/\%$, 適用最高温度60℃を使用した。

土圧計については種々の疑問もあり, とくにその受圧面積をどのようにとるのが最も良いかなどについては實際上なかなか決定困難な問題と考えられる。とくに砂利層のように一粒子の大きさが他の土粒子などに比べてはるかに大きい場合は粒子間の力の伝達機構が複雑かつかなりの不規則性を有するので受圧面積を余り小さくしすぎ

てもかえって各回の測定値のばらつきが大きくなり信頼度が乏しくなる。そこで本実験には上述の直径 3 cm の土圧計を使用することにした。圧力測定箇所は鉛直軸上において表面より 3, 5, 7.5, 9, 12 cm の諸点である。

この土圧計の検定曲線は図 - 2.1 に示すごとく、ほぼ直線性が満足されている。

また鉛直軸上各深度における沈下量の測定には図 - 2.2 に示すように載荷板中心に直径 2 mm の小孔を開け、これに直径 1.2 mm のピアノ線を通し、ピアノ線の先端には直径 3 cm の真鍮薄板をハンダ付けにしてある。

一方ピアノ線のお端すなわちダイヤルゲージに接触する部分にはネジが切つてあり、ここに Cap をネジではめこみ、自由に取外しができるようになっている。沈下を測定する場合の操作はかなり煩雑であるが、まず Cap を取除いたピアノ線を予め砂利層内の所定の位置に埋込み、つぎに載荷板のブロックを中央の小孔を通してピアノ線に挿入し、このブロックの重量が基礎にかからないように途中で鉄棒 2 本によつてブロックを支えておく。ついでピアノ線をほぼ鉛直の位置にくるように修正し、方向固定棒によつてその位置に固定する。

しかる後ピアノ線の上端に Cap をねじ込み、この Cap にダイヤルゲージの尖端をあててその読みをとる。つぎに鉄棒に支えられた載荷板プロ

図 - 2.1 E.P.B - 10 B 土圧計の検定曲線

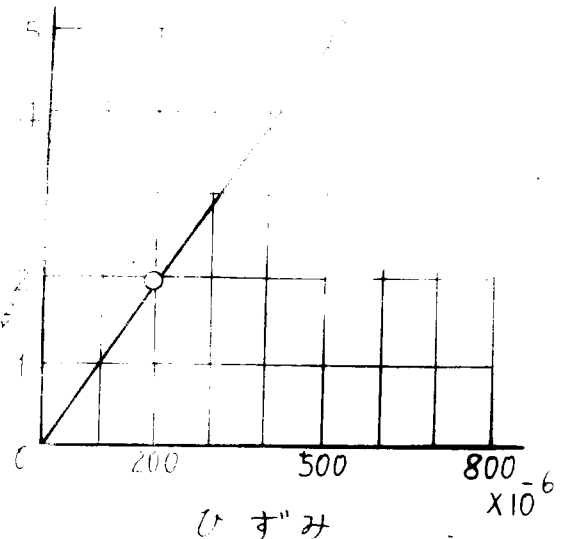
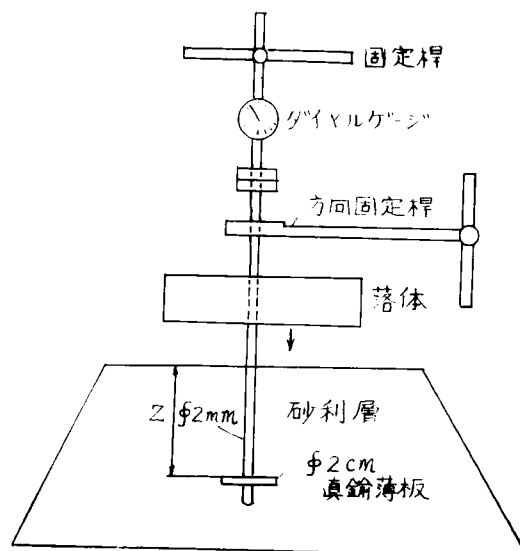


図 - 2.2 軸上各深度の沈下測定装置概要図



ツクを十分注意しながら手力によつて静かに砂利層上におろし、ダイヤルゲージの読みを取る。かくして一ブロックによる沈下量を求めることができる。一ブロックごとに荷重を増すたびに同様の操作を繰返すわけである。操作が煩雑で測定精度もかなり落ちるが、一応内部における沈下量を測定することができる。振動沈下の測定にもこの装置を用いたが、振動沈下の場合には静荷重のときよりもはるかに簡単容易に測定することができる。模型実験の要領は以上のとおりであるが、すでに述べたごとく、模型実験と実物実験との相似律については砂利層のような複雑な材料について明確にすることは至難であるが、少なくとも定性的な傾向についてはかなりの類似性があるものと考えられるので、以上の模型実験による結果を検討し、これより行つた理論的考察の妥当性については他の研究者によつて行われた実物実験に近い実験値と比較検証することにした。

3. 砂利層内の圧力分布に関する研究

3.1 概 説

すでに前章で述べたごとく、砂利層もしくは砂質地盤のように粒体層と呼ばれる基礎においては、半無限弾性体と仮定するよりも一荷重の影響がある分布角または伝播角²⁾の範囲内に分布されるものと仮定する方がより実状に適したものと考えられる。なぜならば粒体層では一般に粘着力が小さく、一体化された連続体とはみなしがたいのが、むしろ普通の状態であると考えられるからである。

そこで砂利層基礎においては分布角^φの仮定を用いた Kögler および Stroschneider³⁾ の提案した式³⁾もしくは伝播角^βの仮定を考えに入れた Кандаурос⁴⁾ の提案した算式⁴⁾などを圧力分布算定の基礎式としてとり入れることが合理的と考えられる。

著者はこれらの基礎式をもとにしてこれを矩形載荷板ならびに円形載荷板に適用する方法について研究し、このときの算式を示すとともに、この計算法を適用した場合の計算値と著者の行つた実験値とを比較して集中度の略値を決定し、これを用いて既往の実験値と比較対照した結果はきわめて良い一致を示しており、本計算法が粒体層内の圧力分布の算定法としてかなり妥当なものであることを確かめた。

3.2 圧力分布算定の基礎式

前述のごとく砂利層内の圧力分布算定の基礎式としては、分布角もしくは限界角ならびに伝播角の仮定をとり入れた諸式を用いることにする。分布角を用いた場合の算式は次式で表わされる。⁵⁾

2次元の場合 (Kögler の算式)

$$\sigma_z = \frac{P}{z\phi} (\cos\theta - \cot\phi \sin\theta) \cos^3\theta \dots\dots\dots (2.1)$$

3次元の場合 (Stroschneider の算式)

$$\sigma_z = \frac{3P}{2\pi Z^2} \frac{\cos\theta - \cot\phi \sin\theta}{1 - \cos\phi} \cos^3\theta \dots\dots\dots (2.2)$$

ここに、 σ_z : 分布角内における任意点の鉛直圧力、 P : 基礎表面に作用する集中力、 Z : 圧力を求める点までの表面からの垂直距離、 ϕ : 分布角もしくは限界角、 θ : 集中荷重作用点と圧力を求める点とを結ぶ線分と鉛直軸とのなす角。

また伝播角を用いたときの算式は次式で表わされる。⁶⁾

2次元の場合、

$$\sigma_z = \frac{2P}{Z} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} e^{-\frac{4\nu}{Z^2} x^2} \dots\dots\dots (2.3)$$

3次元の場合、

$$\sigma_z = \frac{P}{2\pi z^2} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} e^{-\frac{4\nu r^2}{Z^2}} \dots\dots\dots (2.4)$$

ここに、 σ_z : 圧力を求める点の鉛直圧力、 P : 表面に作用する集中力、 Z : 圧力を求める点の鉛直深さ、 x : 集中力作用点(原点)からの水平距離、 ν : 地表面における伝播角の正切、 r : 原点から圧力を求める点までの水平距離。

以下これらの諸式をもとにして、これを矩形載荷板ならびに円形載荷板へ適用する場合の算式を求めることにする。ただし矩形載荷板に適用する場合は3次元の基礎式を用い、2次元の基礎式は後述のまくら木バリのような場合に適用される。そこで便宜上式(2.2)を基礎式とした場合を(A)、式(2.4)を基礎式とした場合を(B)として取扱うことにする。

3.3 矩形載荷板への適用

3.3.1 鉛直軸上の圧力分布の計算

(A) 式(2.2)を基礎式とした場合

まず矩形載荷板重心軸上任意の点における鉛直圧力 σ_z を算定する方法について述べる。

本式を用いる場合は分布角 ϕ は近似的に各深さに対して一定値をとるものと仮定する。実際には(B)において述べるように、一荷重の影響範囲は図-2.3に示すようなある曲線によつて表わされることになるが、式(2.2)を用いる場合には ϕ を一定値として取扱う関係上、近似的にOAを結んだ直線を曲線OAの代りに用いたことになる。

これによる誤差は著者の検討したところでは数パーセント程度と推定されたので上記のごとく ϕ は各深度に対しては一定値をとるものとして取扱うことにする。もしこれを厳密に曲線として取扱うものとすれば、数学的には著しく複雑なものとなり、余り実用的な方法とはいえないので上記のごとく一定値と仮定として取

図-2.3

一荷重の影響範囲

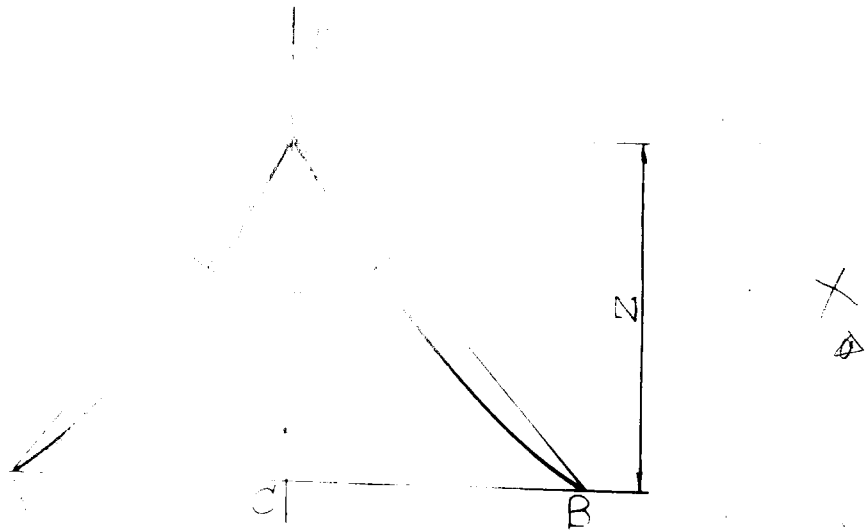
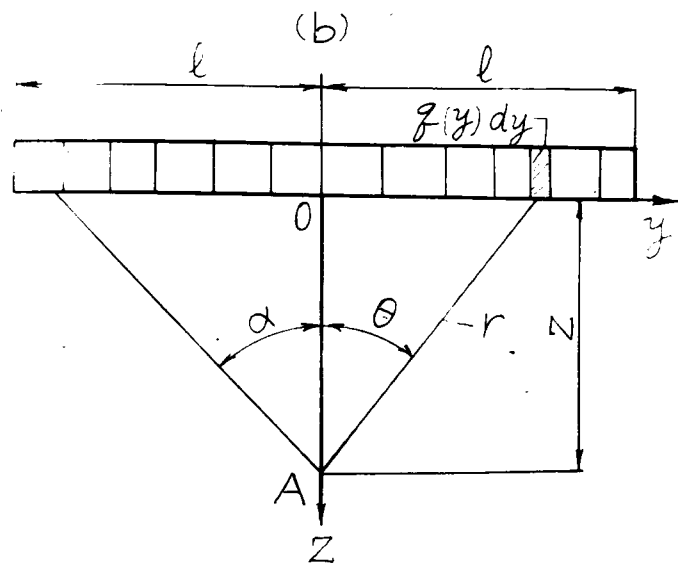
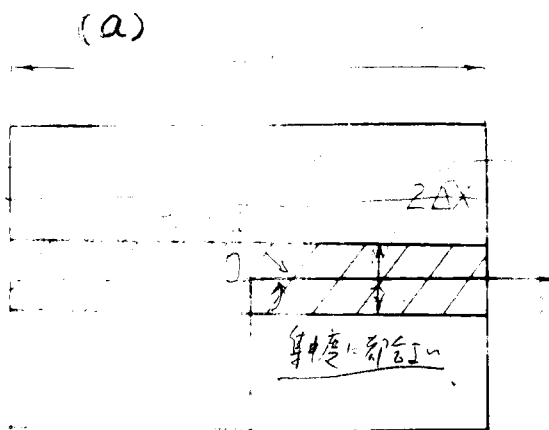


図-2.4

矩形載荷板の圧力分布算定法
に対する説明図



1/4原 ax

扱うことにする。

本式を $2b \times 2\ell$ の矩形載荷板（長辺を 2ℓ とする）へ適用する場合には，長辺に平行な任意の幅 ΔX の細片に分割して計算を行うものとする。もちろん ΔX を小さくする程正確な結果がえられるが，それだけ多くの手数を要する。まず図-2.4(a)に示す原点 O を通る幅 $2\Delta X$ なる細片について計算する場合を考える。剛性矩形載荷板底面の反力分布の測定例⁷⁾によれば，砂層においてはほぼ放物面分布を示しているから，砂利層の場合もほぼ同様の分布をなすものと仮定すれば，

$$q_{xy} = \frac{9}{4} q (1 - x^2/b^2) (1 - y^2/\ell^2) \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

ここに， q ：平均荷重強度， q_{xy} ：図-2.4に示す座標系に関する任意点の荷重強度。

原点 O を通る幅 $2\Delta X$ の細片については， x 軸方向に対しては近似的に一定分布をとるものとし，平均値として $\Delta X/2$ における値を用いると，式(2.5)によつて，

$$q(y) = \frac{9}{4} q (1 - \Delta X^2/4b^2) (1 - y^2/\ell^2) \quad \dots\dots\dots (2.6)$$

この細片工によつて鉛直軸上 Z の点に生ずる圧力を $\Delta\sigma_{z1}$ とすれば，式(2.2)によつて， P の代りに $q(y) dy$ とおいて積分すればよいから， $\Delta\sigma_{z1}$ は次式で表わされる。

$$\Delta\sigma_{z1} = 2 \int_0^\alpha \frac{3 q(y) \cdot 2 \Delta X}{2 \pi Z^2} \cdot \frac{\cos\theta - \cot\phi \sin\theta}{1 - \cos\phi} \cos^2\theta dy$$

しかるに図-2.4より， $y = b \tan\theta$ ， $dy = Z \sec^2\theta d\theta$ であるから，これらの関係と式(2.6)を上式に代入して整理すれば，

$$\Delta\sigma_{z1} = \frac{27 q (1 - \Delta X^2/4b^2) \cdot 2 \Delta X}{4 \pi Z (1 - \cos\phi)} \int_0^\alpha (1 - Z^2/\ell^2 \tan^2\theta) \times (\cos\theta - \cot\phi \sin\theta) \cos^2\theta d\theta \quad \dots\dots\dots (2.7)$$

ここに， α は積分範囲を表わし，その決め方については後述する。式(2.7)を積分すれば，

$$\Delta\sigma_{z1} = \frac{9 q (1 - \Delta X^2/4b^2) \cdot 2 \Delta X}{16 \pi Z (1 - \cos\phi)} \{ \sin 3\alpha + 9 \sin \alpha + 4 \cot\phi (\cos^2\alpha - 1) - Z^2/\ell^2 \{ 4 \sin^2\alpha + \cot\phi (9 \cos\alpha - \cos 3\alpha - 8) \} \} \quad \dots\dots\dots (2.8)$$

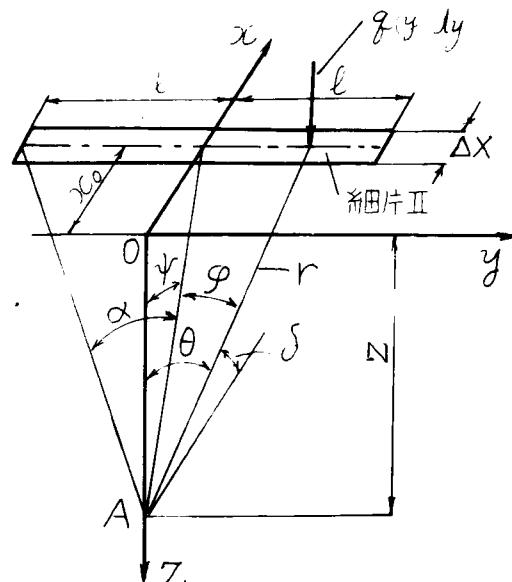
本式は幅 $2\Delta X$ の細片が x 軸上に集中すると仮定した場合の算式であるから， ΔX の値の採り方によつて計算値がかなり広範囲に変化してくる。いいかえると ΔX の値をいかに仮定するかによつて計算値がかなり異なってくるので，この ΔX

の採り方が一種の集中度を表わすものと考えられる。これについては3.3.3に示す計算例によつてさらに詳しく説明する。

このような集中幅 $2\Delta X$ を考えず，単に後述の式 (2.10) のみを用いて計算する場合は，実測値よりかなり小さい値となる場合も生ずるので，最も一般的にこのような実測値を説明するためには，前記の集中幅 $2\Delta X$ の部分を仮定しなければならないことになる。

つぎに図-2.5に示すように，原点 O より任意の距離 x_0 にある幅 ΔX の細片 II によつて OZ 軸上 Z の点に生ずる鉛直圧力を $\Delta\sigma_{zII}$ とし，これを求める算式

図-2.5 細片 II による圧力分布の計算に対する説明図



を導くことにする。この細片 II における荷重分布は前と同様に仮定すれば，

$$q(y) = \frac{9}{4} q (1 - x^2/b^2) (1 - y^2/l^2) \dots\dots\dots (2.9)$$

前と同様に式 (2.2) において， P の代りに $q(y)dy$ を用いて積分することにより，

$$\Delta\sigma_{zII} = 2 \int_0^\alpha \frac{3 q(y) \Delta X}{2\pi z^2 (1 - \cos\phi)} (\cos\theta - \cot\phi \sin\theta) \cos^4\theta \cdot dy$$

図-2.5 により $y = r \sin\phi$ ， $Z = r \cos\theta$ ， $\cos\theta = \cos\psi \cdot \cos\phi$ の関係を用い，式 (2.9) の関係を上式に代入して計算すれば，

$$\Delta \sigma_{zII} = \frac{9q(1-x_0^2/b^2) \cdot \Delta X}{2\pi z(1-\cos\phi)} \left\{ \cos^4\psi \left\{ \frac{1+\beta^2}{12} (\sin 3\alpha + 9\sin\alpha) \right. \right. \\ \left. \left. - \beta^2 \sin\alpha \right\} - \cot\phi \cos^3\psi \left\{ (1+\beta^2) \int_0^\alpha \cos^2\varphi \sqrt{1-\cos^2\psi \cos^2\varphi} d\varphi \right. \right. \\ \left. \left. - \beta^2 \int_0^\alpha \sqrt{1-\cos^2\psi \cos^2\varphi} d\varphi \right\} \right\} \dots\dots\dots (2.10)$$

ここに,

$$\beta^2 = Z^2 / \ell^2 \cos^2\psi \dots\dots\dots (2.11)$$

135 式(2.11)へ

以上の式(2.8)および(2.10)の関係を用いると、鉛直軸上深さZの点に生ずる圧力を求めることができる。式(2.10)の積分項に対しては数値積分を行う必要があるが、予め種々の ψ 、 α の値に対して数値積分を計算した数表を作成しておけば便利である。

ここでは ψ 、 $\alpha = 0, 0.1, 0.2, \dots\dots\dots 1.4, \pi/2$ までの範囲に対して数表を作成した。

(表-2.2, 表-2.3 参照)

表にない中間の値に対しては比例計算によつて求めればよい。

表-2.2

$$S = \int_0^{B/2} \sqrt{1 - \cos^2 \psi \cos^2 \varphi} \, d\varphi \text{ の値}$$

$B/2$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	$\pi/2$
0.1	0.00500	0.01204	0.02101	0.03030	0.03947	0.04834	0.05675	0.06465	0.07189	0.07844	0.08422	0.08886	0.09321	0.09637	0.09853	0.09975	0.10000
0.2	0.01993	0.03006	0.04577	0.06321	0.08085	0.09811	0.11459	0.13012	0.14440	0.15734	0.16878	0.17809	0.18558	0.19281	0.19711	0.19950	0.20000
0.3	0.04466	0.05662	0.07720	0.10110	0.12602	0.15078	0.17467	0.19729	0.21820	0.23719	0.25401	0.26742	0.28022	0.28940	0.29575	0.29927	0.30000
0.4	0.07894	0.09215	0.11629	0.14524	0.17618	0.20576	0.23786	0.26687	0.29383	0.31839	0.34018	0.35840	0.37425	0.38619	0.39447	0.39904	0.40000
0.5	0.12242	0.13655	0.16331	0.19623	0.23207	0.26707	0.30479	0.33839	0.37172	0.40126	0.42756	0.44968	0.46878	0.48330	0.49329	0.49884	0.50000
0.6	0.17466	0.18949	0.21824	0.25415	0.29389	0.33343	0.37585	0.41522	0.45217	0.48607	0.51633	0.54490	0.56389	0.58066	0.59224	0.59866	0.60000
0.7	0.23516	0.25051	0.28077	0.31906	0.36197	0.40497	0.45124	0.49455	0.53538	0.57297	0.60661	0.63516	0.65964	0.67837	0.69134	0.69850	0.70000
0.8	0.30329	0.31903	0.35044	0.39055	0.43584	0.48162	0.53094	0.57742	0.62141	0.66203	0.69846	0.72949	0.75606	0.77643	0.79059	0.79837	0.80000
0.9	0.37839	0.39442	0.42668	0.46814	0.51522	0.56312	0.61478	0.66373	0.71021	0.75322	0.79185	0.82490	0.85316	0.87486	0.88996	0.89826	0.90000
1.0	0.45970	0.47594	0.50880	0.55125	0.59963	0.64909	0.70249	0.75327	0.80161	0.84642	0.88675	0.92135	0.95091	0.97364	0.98947	0.99817	1.00000
1.1	0.54640	0.56279	0.59607	0.63920	0.68848	0.73903	0.79365	0.84573	0.89540	0.94148	0.98307	1.01977	1.04927	1.07275	1.08911	0.99811	1.0000
1.2	0.63264	0.65412	0.68767	0.73123	0.78110	0.83236	0.88777	0.94071	0.99125	1.03819	1.08059	1.11703	1.14817	1.17214	1.18847	0.91807	1.20000
1.3	0.73250	0.74903	0.78284	0.82655	0.87676	0.92842	0.98430	1.03773	1.08879	1.13624	1.17909	1.21600	1.24752	1.27178	1.28872	0.29804	1.30000
1.4	0.83003	0.84658	0.88037	0.92430	0.97467	1.02653	1.08262	1.13630	1.18760	1.23529	1.27835	1.31549	1.34720	1.37160	1.38865	0.39803	1.40000
1.5	0.92926	0.94573	0.97955	1.02352	1.07395	1.12587	1.18204	1.23580	1.28718	1.33497	1.37810	1.41532	1.44709	1.47154	1.48863	0.49802	1.50000
$\pi/2$	1.00000	1.01645	1.03026	1.09424	1.14467	1.19660	1.25278	1.30655	1.35794	1.40573	1.44888	1.48610	1.51788	1.54233	1.55942	0.56882	1.57080

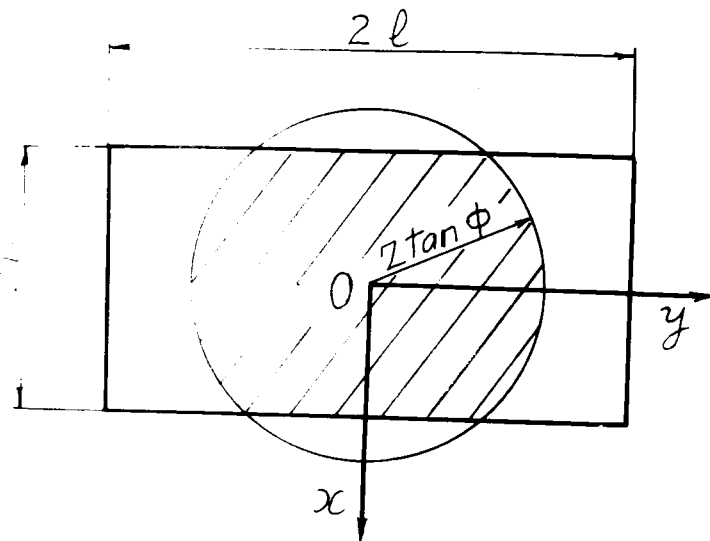
表-2.3

$$S = \int_0^{\beta/2} \cos \psi \sqrt{1 - \cos^2 \psi \cos^2 \phi} \, d\phi \quad \phi \text{ の 値}$$

$\beta/2$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	$\pi/2$
0.1	0.00499	0.01200	0.02095	0.03022	0.03937	0.04822	0.05661	0.06449	0.07171	0.07824	0.08401	0.08844	0.09297	0.09613	0.09828	0.09950	0.09983
0.2	0.01973	0.02970	0.04542	0.06275	0.08026	0.09740	0.11378	0.12919	0.14338	0.15623	0.16759	0.17683	0.18526	0.19145	0.19572	0.19809	0.19867
0.3	0.04366	0.05541	0.07584	0.09943	0.12400	0.14841	0.17196	0.19424	0.21485	0.23356	0.25013	0.26383	0.27595	0.28499	0.29125	0.29471	0.29552
0.4	0.07582	0.08875	0.11253	0.14086	0.17109	0.20158	0.23182	0.25957	0.28586	0.30979	0.33104	0.34878	0.36424	0.37588	0.38394	0.38840	0.38942
0.5	0.11492	0.12869	0.15482	0.18673	0.22137	0.25673	0.29205	0.32483	0.35595	0.38438	0.40968	0.43094	0.44932	0.46524	0.47289	0.47823	0.47943
0.6	0.15941	0.17376	0.20159	0.23614	0.27416	0.31326	0.35258	0.38943	0.42451	0.45665	0.48532	0.50953	0.53037	0.54621	0.55721	0.56329	0.56464
0.7	0.20751	0.22228	0.25131	0.28776	0.32823	0.37017	0.41255	0.45254	0.49071	0.52579	0.55712	0.58373	0.60656	0.62395	0.63607	0.64274	0.64422
0.8	0.25870	0.27235	0.30223	0.34000	0.38222	0.42620	0.47082	0.51313	0.55361	0.59091	0.62432	0.65271	0.67708	0.69568	0.70866	0.71578	0.71736
0.9	0.30680	0.32204	0.35248	0.39115	0.43455	0.47993	0.52611	0.57005	0.61218	0.65106	0.68592	0.71565	0.74113	0.76061	0.77421	0.78168	0.78333
1.0	0.35404	0.36940	0.40020	0.43994	0.48360	0.52989	0.57707	0.62209	0.66531	0.70523	0.74109	0.77173	0.79796	0.81804	0.83207	0.83977	0.84147
1.1	0.39712	0.41256	0.44357	0.48315	0.52776	0.57459	0.62239	0.66806	0.71194	0.75250	0.78898	0.82017	0.84688	0.86733	0.88163	0.88948	0.89121
1.2	0.43435	0.44982	0.48094	0.52068	0.56555	0.61267	0.66080	0.70682	0.75107	0.79198	0.82879	0.86029	0.88725	0.90791	0.92236	0.93029	0.93204
1.3	0.46422	0.47971	0.51088	0.55068	0.59568	0.64293	0.69121	0.73739	0.78180	0.82287	0.85983	0.89147	0.91856	0.93932	0.95383	0.96181	0.96356
1.4	0.48555	0.50105	0.53224	0.57207	0.61710	0.66440	0.71272	0.75895	0.80342	0.84455	0.88156	0.91325	0.94038	0.96177	0.97571	0.98369	0.98545
1.5	0.49750	0.51300	0.54415	0.58398	0.62902	0.67633	0.72467	0.77091	0.81539	0.85653	0.89355	0.92526	0.95240	0.97320	0.98774	0.99573	0.99749
$\pi/2$	0.50000	0.51500	0.54665	0.58648	0.63152	0.67883	0.72717	0.77341	0.81789	0.85903	0.89606	0.92776	0.95490	0.97570	0.99025	0.99823	1.00000

つぎに上述の計算を行う場合の積分範囲 α の決定法について述べる。いま $2b \times 2\ell$ の載荷板が与えられ、圧力を求めようとする深さ Z の点がきまると (いまの場合載荷板重心軸上深さ Z の点を考えているが、深さ Z の他の任意の点についても同様である)、その点の地表面上の投影点 O を中心とし、 $Z \tan \phi$ を

図-2.6 載荷板と荷重影響円の関係



半径とする円をかけば、この円内にある荷重強度のみが Z 点の圧力に影響を与えることになる。この円を荷重影響円、 $Z \tan \phi$ を荷重影響半径と呼ぶことにする。図-2.6 に示す場合は斜線を施した部分の荷重強度のみが Z 点の圧力に影響を与える。この部分を荷重影響圏と呼ぶことにする。載荷板の大きさ 2ℓ と $Z \tan \phi$ の大きさとの関係によつて、荷重影響圏の形は種々の場合を生ずるが、大略図-2.7 に示すような場合を生ずる。

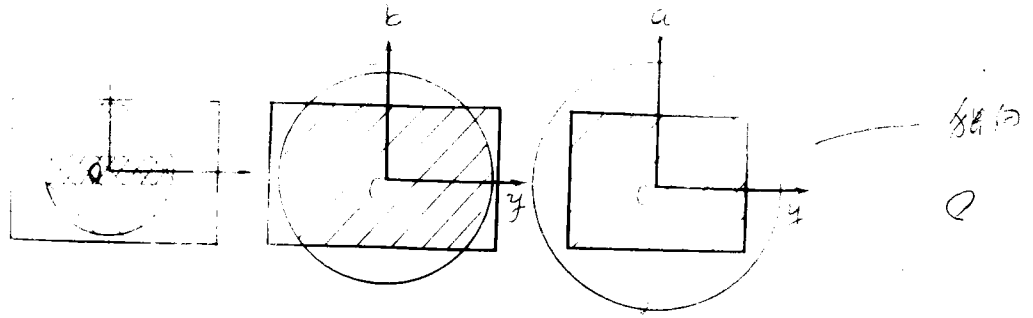
図-2.7(a)の場合では、 y 軸に平行な細片は最初から矩形細片となるから、このときの積分範囲 α は原点 O を通る細片工に対しては、

$$\alpha = \tan^{-1} \ell / Z \quad \dots\dots\dots (2.12)$$

また任意の細片 II に対しては、

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{\ell}{\sqrt{Z^2 + x_0^2}} \quad \dots\dots\dots (2.13)$$

図-2.7 荷重影響圏の代表例



つぎに図-2.7(b), (c)の場合には, y 軸に平行な幅 ΔX の細片の端部が弧形部分となるから, これを近似的に等積の矩形細片におきかえて取扱う必要がある。

図-2.8(a), (b), (c)の場合に対応して, このときの ℓ_n を求める計算式を示せば, それぞれつぎのようになる。

図-2.8(a)の場合,

$$\ell_n = \frac{R^2}{2\Delta X} \left\{ \frac{\pi}{2} - \left(\sin^{-1} \frac{X}{R} \right) + \frac{X}{R} \sqrt{1 - \left(\frac{X}{R} \right)^2} \right\} \dots (2.14)$$

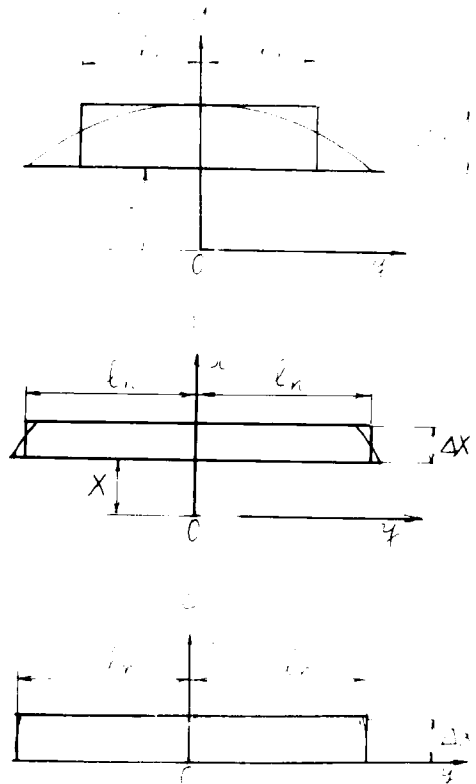
図-2.8(b)の場合

$$\begin{aligned} \ell_n = \frac{R^2}{2\Delta X} & \left\{ \sin^{-1} \frac{X+\Delta X}{R} \right. \\ & + \frac{X+\Delta X}{R} \sqrt{1 - \left(\frac{X+\Delta X}{R} \right)^2} \\ & - \left(\sin^{-1} \frac{X}{R} \right. \\ & \left. \left. + \frac{X}{R} \sqrt{1 - \left(\frac{X}{R} \right)^2} \right) \right\} \dots (2.15) \end{aligned}$$

図-2.8(c)の場合,

$$\begin{aligned} \ell_n = \frac{R^2}{2\Delta X} & \left(\sin^{-1} \frac{\Delta X}{R} \right. \\ & \left. + \frac{\Delta X}{R} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta X}{R} \right)^2} \right) \dots (2.16) \end{aligned}$$

図-2.8 積分範囲 α のきめ方の例



ここに， R ：荷重影響半径 $= Z \tan \phi$ 。

以上の関係から各細片の ℓ_n の値がきまれば，積分範囲 α は原点 O を通る細片工に対しては，

$$\alpha = \tan^{-1} \ell_n / Z \quad \dots\dots\dots (2.17)$$

その他の細片Ⅱに対しては，

$$\alpha = \tan^{-1} \ell_n / \sqrt{Z^2 + x_b^2} \quad \dots\dots\dots (2.18)$$

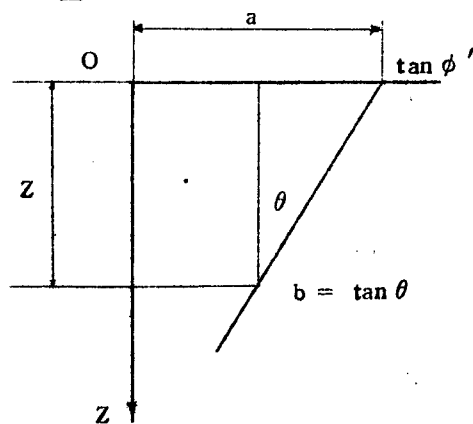
以上の関係を用いると，積分範囲 α の値がきまるから， y 軸に集中したと仮定した細片工に対しては式 (2.8) を，任意の細片Ⅱに対しては式 (2.10) を用いて圧力を計算できる。したがって Z 点に生ずる所要の鉛直圧力 σ_z は各細片ごとの値を加算すればよい。すなわち

$$\sigma_z = \Delta\sigma_{zI} + \Sigma \Delta\sigma_{zII} \quad \dots\dots\dots (2.19)$$

(B) 式 (2.4) を基礎式とした場合

この方法では表面における伝播角の正切 ν が深さ Z に逆比例して減少するものと仮定すれば，伝播角を ϕ' とし一般につぎの関係式で表わしうる。(図 - 2.9 参照)

図 - 2.9



$$\tan \phi' = a - bz \quad \dots\dots\dots (2.20)$$

ここに， ϕ' ：伝播角を表わす， Z ：基礎表面よりの深さ， a ， b ：境界条件からきまる定数。

いま境界条件として，

$$\left. \begin{array}{l} Z = 0 : \phi' = \phi_0 \\ Z = Z_0 : \phi' = \pi/2 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.21)$$

とすれば，式 (2.20) より次式をうる。

$$\tan \phi' = \tan \phi_0 (1 - Z/Z_0) \quad \dots\dots\dots (2.22)$$

伝播角 ϕ' の代りに分布角 $\phi = \pi/2 - \phi'$ を用いて上式を書き直せば,

$$\tan \phi = \tan \phi_0 / (1 - Z/Z_0) \quad \dots\dots\dots (2.23)$$

いま荷重影響圏の半径を r とすれば,

$\tan \phi = dr/dz$ であるから, これを式 (2.23) に代入して積分すれば,

$$r = Z_0 \tan \phi_0 \log \left(\frac{1}{1 - Z/Z_0} \right) \quad \dots\dots\dots (2.24)$$

これを常用対数を用いて書き直せば,

$$r = 2.3026 Z_0 \tan \phi_0 \log_{10} \left(\frac{1}{1 - Z/Z_0} \right) \quad \dots\dots\dots (2.25)$$

ここに, r : 荷重影響圏の半径 (cm), ϕ_0 : 基礎表面における分布角 (度), Z_0 : 分布角 ϕ が $\pi/2$ となる点までの深さ (cm)。

式 (2.25) を用いて r をきめるためには, ϕ_0, Z_0 の値を知らなければならない。厳密に考えると ϕ_0, Z_0 の値はもちろん与えられた基礎の状態によつて変わるが, これらの値はよほど大きい変動がないかぎり圧力分布の値に及ぼす影響は, 著者の試算によると比較的小さい。そこで取扱いを簡単にするために, 本計算法においては ϕ_0, Z_0 の値は一定値をとるものと仮定して取扱うことにする。これらの値について従来行われた実験例は余り見られないが, 最も有名なものは砂質地盤について行つた Kögler および Scheidig 両氏の実験⁸⁾である。

それ以外には余り信頼しうる資料が見当らないので, ここではこの実験結果からの値を近似的に採用する。両氏の実験によれば, $\phi_0 = 35^\circ$, 普通の密度状態では $\phi_0 = 3 \sim 4 \text{ ft}$ ⁹⁾ 程度と報告されている。そこで本研究においては一応 $\phi_0 = 35^\circ$, Z_0 は $3 \sim 4 \text{ ft}$ の中間値として $Z_0 = 100 \text{ cm}$ なる値を用いることにした。

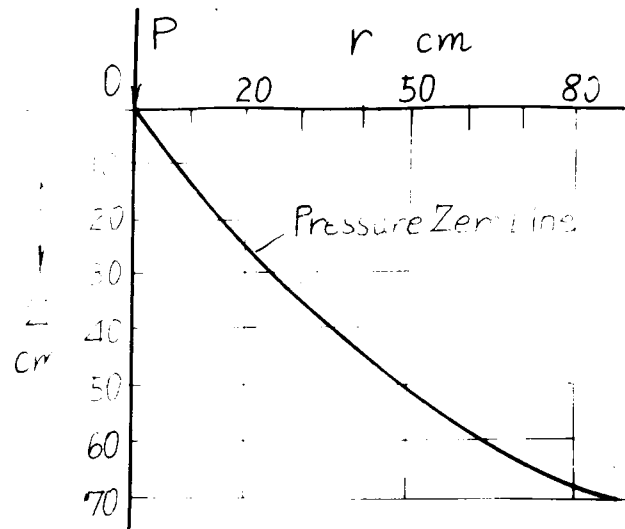
そこでこれらの値を式 (2.25) に代入すれば,

$$r = 161.23 \log_{10} \left(\frac{1}{1 - 0.01 z} \right) \quad \dots\dots\dots (2.26)$$

ここに, r, Z は cm 単位である。

式 (2.26) を用いて各深さ Z に対する荷重影響半径 r の値を計算して図示すれば, 図-2.10 に示すとくなる。図に示した曲線が一集中荷重 P による分布曲線の範囲を示すことになる。以下に述べる圧力分布の計算には, すべて式 (2.26) に示す分布曲線を採用することにした。式 (2.26) より荷重影響半径 r がきまれば, すでに述べた(A)の場合と全く同様にして各矩形細片の積分範囲 α を決定することができる。したがつて式 (2.4) を基礎式として(A)の場合と全く同様の取扱いをすれば, 図-2.11 に示した記号を用いて細片 II による鉛直圧力 $\Delta \sigma_{zII}$ は次式で計算される。

図-2.10 荷重影響半径 r の値

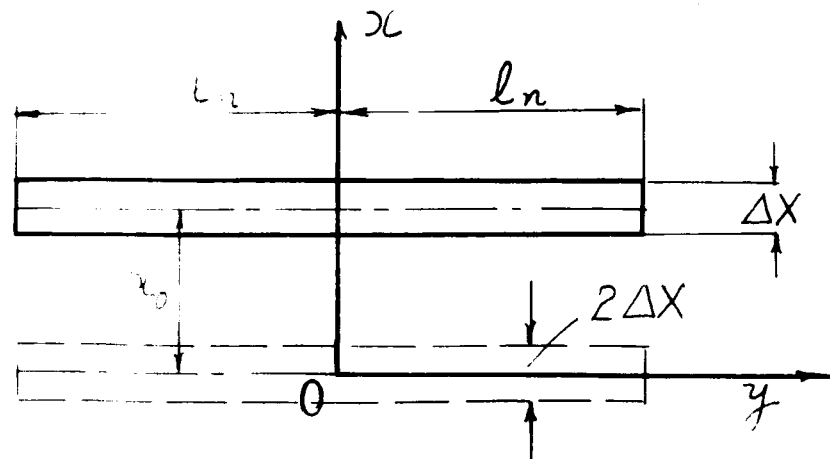


$$\Delta \sigma_{zII} = \frac{18 \nu q (1 - x_0^2 / b^2) \Delta X}{\pi Z^3} \times e^{-\frac{4 \nu x_0^2}{Z^2}} \left\{ \left(1 - \frac{Z^2}{8 \nu \ell} \int_0^{\ell_n} e^{-\frac{4 \nu y^2}{Z^2}} dy \right) + \frac{Z}{8 \nu \ell} \ln e^{-\frac{4 \nu \ell_n^2}{Z^2}} \right\} \dots (2.27)$$

ただし、 $\Delta \sigma_{zII}$: 細片IIによる鉛直圧力、 ν : $\cot \phi$ を表わす、 q : 平均荷重強度、その他の記号は図-2.11に示すとおりである。

なお積分範囲 ℓ_n は式(2.14)～(2.16)によつて求められる。式(2.27)

図-2.11 細片IIに対する圧力分布の計算の説明図



の積分項は少し手数を要するが、数値積分によつて計算すればよい。

また ℓ_n の値がかなり大きいときは、 $\ell_n \rightarrow \infty$ とすれば積分できるので計算は簡単になる。

このときは $\ell_n = \infty$ として、

$$\Delta\sigma_{zII} = \frac{9q(1-X^2/b^2)\Delta X}{2Z} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} e^{-\frac{4\nu X^2}{Z^2}} \left(1 - \frac{Z^2}{8\nu\ell^2}\right) \dots\dots (2.28)$$

つぎに図-2.11に点線で示した幅 $2\Delta X$ の細片工が y 軸に集中したと仮定し、これによる鉛直圧力を $\Delta\sigma_{zI}$ とすれば、

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{zI} = & \frac{18\nu q(1-\Delta X^2/4b^2) \cdot 2\Delta X}{\pi Z^2} \left\{ \left(1 - \frac{Z^2}{8\nu\ell^2}\right) \int_0^{\ell_n} e^{-\frac{4\nu y^2}{Z^2}} dy \right. \\ & \left. + \frac{Z^2}{8\nu\ell^2} \cdot \ell_n e^{-\frac{4\nu\ell_n^2}{Z^2}} \right\} \dots\dots\dots (2.29) \end{aligned}$$

$\ell_n = \infty$ とした場合は、

$$\Delta\sigma_{zI} = \frac{9q(1-\Delta X^2/4b^2) \cdot 2\Delta X}{2Z} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} \left(1 - \frac{Z^2}{8\nu\ell^2}\right) \dots\dots\dots (2.30)$$

一般には、式(2.29)によつて幅 $2\Delta X$ の集中細片工による圧力 $\Delta\sigma_{zI}$ を計算し、幅 ΔX の任意細片IIによる圧力 $\Delta\sigma_{zII}$ は式(2.27)によつて計算すれば、所要の鉛直圧力 σ_z は、

$$\sigma_z = \Delta\sigma_{zI} + \sum \Delta\sigma_{zII} \dots\dots\dots (2.31)$$

で求められる。

3.32 任意点における圧力分布の計算

実際上は載荷板重心鉛直軸上における圧力分布が計算できればよいわけであるが、矩形載荷板が与えられた場合、任意点における鉛直圧力 σ_z を求める方法について述べる。

ただし、このときは等分布荷重以外の分布荷重に対しては取扱いがかなり煩雑となる。

その取扱い要領を説明すれば、つぎのごとくである。すなわち図-2.12に示すごとく、載荷板 ABCD が与えられたものとし、その重心 O を原点とする座標系 $O-xyz$ を考え、圧力を求めんとする任意点 O' の座標を (x_1, y_1, Z) とする。

ただし Z 軸は紙面に直角である。しかるときは O' を中心とし、 $\alpha = Z \tan \phi$ を半径とする円をかき、この円が載荷板を切る範囲すなわち図で斜線を施した部分の荷重強度のみが O' 点の圧力に影響を与える。荷重分布が等分布の場合は比較的簡単であるが、放物面分布のときはかなり面倒になる。

図 - 2.1 2 任意点の圧力分布算定の説明図

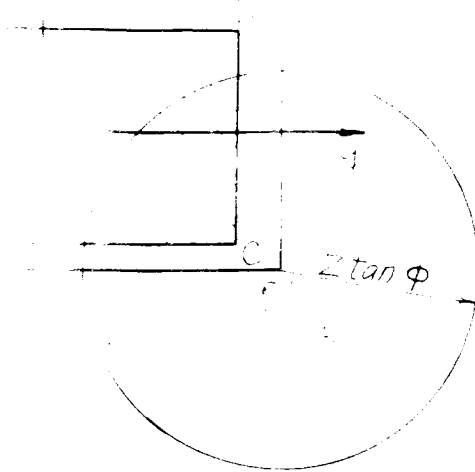


図 - 2.1 3 の場合を例にとつて計算の要領を説明する。図 - 2.1 3 に示すごとく、 O' 点を原点とした新しい座標系 $O' - x' y' z$ を考え、荷重影響圏を y' 軸に平行な直線で幅 ΔX の等間隔な細片に分け、これらをそれぞれ1, 2, 3, nとすれば、各細片を近似的に等積な矩形細片におきかえる。

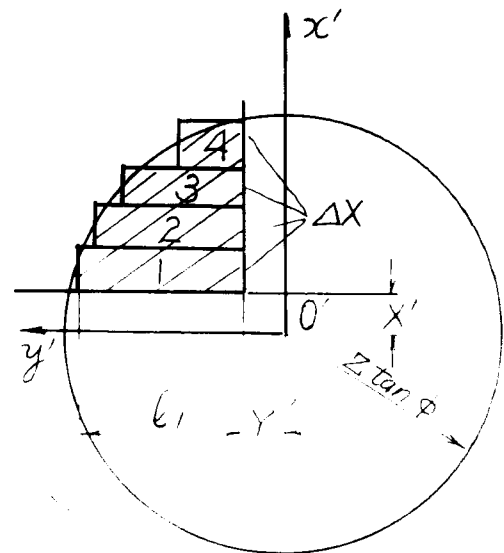
このとき各矩形細片の辺長 ℓ_n は普通の細片に対しては次式で計算される。

$$\ell_n = \frac{R^2}{2\Delta X} \left\{ \sin^{-1} \frac{X_n + \Delta X}{R} + \frac{X_n + \Delta X}{R} \sqrt{1 - \left(\frac{X_n + \Delta X}{R} \right)^2} - \left(\sin^{-1} \frac{X_n}{R} + \frac{X_n}{R} \sqrt{1 - \left(\frac{X_n}{R} \right)^2} \right) \right\} - Y'$$

..... (2.3 2)

なお最遠端の弧形部分および $X_n = 0$ の場合に対しては、それぞれ次式によつて計算する。

図 - 2.1 3 任意点の圧力分布算定の説明図



$$\rho_n = \frac{R^2}{2\Delta X} \left\{ \frac{\pi}{2} - \left(\sin^{-1} \frac{X_n}{R} + \frac{X_n}{R} \sqrt{1 - \left(\frac{X_n}{R} \right)^2} \right) \right\} - Y' \quad \dots\dots\dots (2.33)$$

$$\rho_n = \frac{R^2}{2\Delta X} \left(\sin^{-1} \frac{\Delta X}{R} + \frac{\Delta X}{R} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta X}{R} \right)^2} \right) - Y' \quad \dots\dots\dots (2.34)$$

式(2.32)～(2.34)を用い、各細片は近似的に等積な矩形細片におきかえられるから、これらの細片ごとにO'点に生ずる圧力を計算して合計すれば、所要の圧力 σ_z が求められる。等分布の場合はすでに述べたと全く同様の方法で計算を行えばよい。放物面分布の場合は各矩形細片ごとに q_{xy} の分布を $x'y'$ 座標に対する分布 $q_{x'y'}$ に置換した後、 $x'y'$ 座標についてすでに述べたと同様の方法によつて計算を進めればよい。任意点の位置によつて荷重影響圏の形に種々の場合を生ずるが、大略上に述べたと同様の方法によつて計算することができる。

3.3.3 実験結果への適用

表-2.1に示した各種基礎状態における層厚15cmで路盤コンクリートの場合について鉛直軸上における圧力をE.P.B-10B土圧計(東洋測器K.K.製、直径3cm、高さ1.7cm)によつて測定し、圧力 σ_z と平均荷重強度 q との比 σ_z/q の値を求めると、表-2.4のようになる。

表-2.4 σ_z/q の測定値、層厚15cm、路盤コンクリート

基礎状態 Z (cm)	(a)	(b)	(c)	(d)
3	2.18	2.01	1.88	1.75
5	1.96	1.86	1.56	1.38
10	1.36	1.22	1.11	0.96
15	0.82	0.76	0.72	0.65

註 (a), (b), (c), (d)は表-2.1の区分による。

もちろん表-2.4に示した値は5回測定の平均値であるが、砂利層のような材料では、粒子の接触状態が一回ごとの実験で変化するから、測定値のばらつきもかなり大きく、平均値からのずれは50%程度にもなるが、一応測定値の平均値で表わすことにした。

つぎに本実験の場合に著者の提案した計算法を適用する。まず一荷重の分布曲線については式(2.26)および(2.23)より各深さZに対応する r , ϕ , $\tan \phi$ の値を求めると表-2.5のようになる。

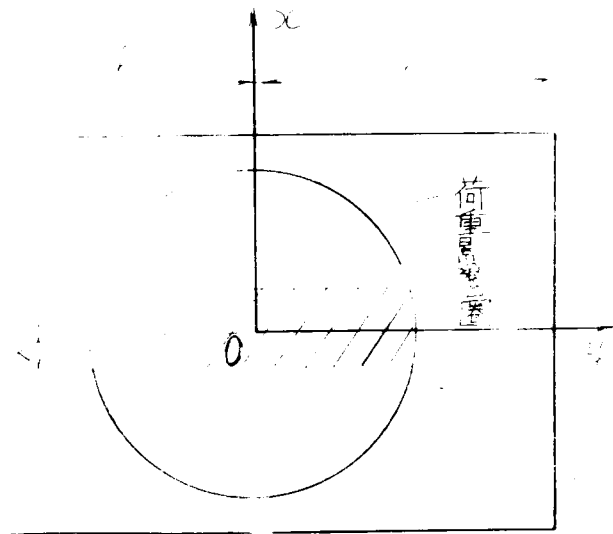
表 - 2.5 $r, \phi, \tan \phi$ の値

Z (cm)	3	5	10	15	20	30	40	50	60	70
r (cm)	2.13	3.59	7.38	11.38	15.63	24.97	35.77	48.54	64.16	84.30
ϕ	0.6252	0.6352	0.6612	0.6891	0.7190	0.7855	0.8623	0.9507	1.0518	1.1660
$\tan \phi$	0.7219	0.7371	0.7780	0.8238	0.8753	1.0003	1.1670	1.4004	1.7505	2.3340

表 - 2.5 より深さ Z とこれに対応する荷重影響半径 r との関係が求められる。
 Z と r との関係は図 - 2.10 に示してある。

すでに述べたように載荷板荷重のある幅 $2\Delta X$ の細片が y 軸に集中したと仮定すれば、図 - 2.14 で斜線を施した部分の細片に対しては、式 (2.8) あるいは式 (2.29) を用いて計算し、その他の細片については式 (2.10) あるいは式 (2.27) によつて計算すればよい。

図 - 2.14



もしこのような幅 $2\Delta X$ の集中細片を考えない場合は式 (2.10) あるいは式 (2.27) のみを用いて計算すればよいが、これによると計算値は実験値よりもかなり小さい値になる。

そこで集中幅 $2\Delta X$ を種々変えて計算を行い、集中度としては $\Delta X/r$ ($r \leq b$), $\Delta X/b$ ($r \geq b$) を用いて計算した結果を図示すれば、図 - 2.15 に示すごとく

なる。

図 - 2.1 5 矩形載荷板による計算値

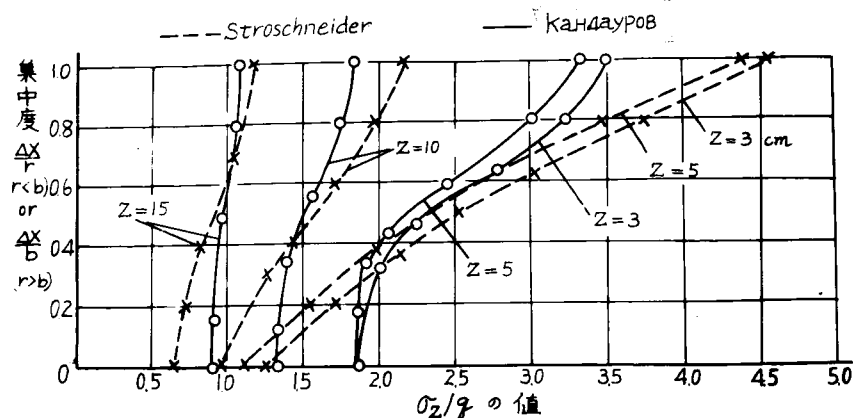


図 - 2.1 5 によれば，Stroschneider 氏式による方が ΔX の変化によつて計算値が広範囲に変化し，深さ Z が大となるにつれて変動の幅が小さくなることがわかる。

Кандауров 氏式では前者にくらべて集中幅 $2\Delta X$ の影響が小さく，集中を考慮しない場合，すなわち集中幅 $2\Delta X = 0$ のときの値が表 - 2.4 (a) の基礎状態の測定値にかなり近い値を示している。ただし $Z = 3.5 \text{ cm}$ の浅い部分では実測値よりやや小さい値になっている。

したがつてКандауров 氏式では表 - 2.4 の (b), (c), (d) の基礎状態における測定値は全然含んでいない。したがつてКандауров 氏式を用いた場合は (b), (c), (d) のような基礎状態の測定値を説明するためには，拘束壁の摩擦の影響を考えるか，もしくは一荷重の分布曲線が別の形に変化するものと仮定しなければならないことになる。このような点から見て矩形載荷板への適用については Кандауров 氏式は Stroschneider 氏式にくらべて適用度が劣るものと考えられるので，以下においては Stroschneider 氏式を用いた場合のみについて検討する。この式では集中幅 $2\Delta X$ の変化によつて計算値がかなり広範囲に変化するから，(b), (c), (d) の基礎状態における測定値をも含んでいることになる。そこで Stroschneider 氏式について表 - 2.4 の各測定値を，図 - 2.1 5 の関係を用いて測定値に対応する集中度を求めると，表 - 2.6 のごとくなる。

表 - 2.6 各基礎における測定値の集中度

$\Delta X/r$ または $\Delta X/b$ の値

基礎状態 Z (cm)	(a)	(b)	(c)	(d)
3	0.37	0.30	0.26	0.20
5	0.35	0.31	0.20	0.12
10	0.36	0.26	0.16	0.02
15	0.36	0.29	0.20	0

表 - 2.6 によれば、基礎の拘束度が小さい場合には集中度が大きく、しかも深さによつて余り変わらない値を示すことがわかる。拘束度が大きくなるにつれて集中度は減少する傾向が認められ、最も拘束度の大きい基礎状態(d)の場合には $Z = 10, 15 \text{ cm}$ の深さでは集中度がほとんど 0 とみなしてよい程度となることがわかった。これらの結果を検討すると、普通状態の基礎はほぼ(b), (c)基礎状態程度と思われるから、集中度は大略 0.2 ~ 0.3 程度と仮定して差支えないものと考えられる。

しかし本実験では作用荷重強度の範囲が 0 ~ 0.15 暫でかなり小さく、そのため砂利層基礎もほとんど突き固めを行わない状態で実験を行つたので、この結果をただちに実際の場合に適用するわけにはいかないものと思われるが、試みに本実験結果からえられた集中度の値を参考資料として、Stroschneider 氏式による計算法を砂質地盤についての市原博士の実験結果¹⁰⁾に適用して検討を行つてみる。この場合の実験では載荷板 $15 \times 20 \text{ cm}$ 、平均荷重強度 $q = 100 \text{ qr/cm}^2$ 、試験に用いた砂は dry loose sand であるから、かなり集中度が高い場合に相当するので、表 - 2.6 により集中度 $\Delta X/r$ または $\Delta X/b$ の値を 0.35 と仮定して計算を行つた。この方法による計算値と前記市原博士の実験値とを比較すれば表 - 2.7 に示すごとくなる。

表 - 2.7 砂質地盤における σ_z/q の計算値と実験値との比較 (載荷板 $15 \times 20 \text{ cm}$, $q = 100 \text{ qr/cm}^2$)

Z (cm)	σ_z/q	著者の計算値	市原博士の実験値
5		2.05	2.17
15		1.18	1.00
20		0.79	0.75
30		0.38	0.30
40		0.19	0.14

○

×

表-2.7によれば、著者の提案した計算法はほぼ実験値とよい一致を示すことがわかる。したがって本計算法は単に砂利層地盤のみならず砂質地盤をも含めたいわゆる粒体層地盤に対して、ある程度適用しうるものと考えられる。また本計算法による荷重の集中度は Fröhlich が用いた集中係数 ν の概念よりも一層わかり易いように思われる。

3.4 円形載荷板への適用

3.4.1 鉛直軸上の圧力分布の計算

本節においては前節と同様の基礎式を円形載荷板荷重に適用して載荷板中心鉛直軸上各深度における圧力分布の計算法について述べる。

(A) 式(2.2)を基礎式とした場合

まず基礎式として式(2.2)を用いた場合について述べる。式(2.2)を再記すれば、

$$\sigma_z = \frac{3P}{2\pi Z^3} \cdot \frac{\cos\theta - \cot\phi \sin\theta}{1 - \cos\phi} \cos^4\theta \quad \dots\dots\dots (2.35)$$

円形載荷板は剛性であると仮定すれば、底面反力分布は2次放物面分布で表わされる¹¹⁾

すなわち、

$$q_r = 2q \left(1 - r^2/R^2\right) \quad \dots\dots\dots (2.36)$$

ここに、 q ：平均荷重強度、 R ：載荷板の半径、 r ：中心より任意の半径、 q_r ： r における荷重強度。

いま載荷板中心0より半径 r なる距離における厚さ dr の微小リングを考えると、これに作用する荷重は $2\pi r dr q_r$ であるから、この荷重によつて載荷板中心鉛直軸上 Z の点に生ずる圧力を $d\sigma_z$ とすれば、式(2.35)により、

$$d\sigma_z = \frac{3(2\pi r dr q_r)}{2\pi Z^3} \cdot \frac{\cos\theta - \cot\phi \sin\theta}{1 - \cos\phi} \cos^4\theta$$

一方 $r = Z \tan\theta$ の関係を用い、式(2.36)を用いて上式を書き直せば、

$$d\sigma_z = \frac{6q}{1 - \cos\phi} \left\{ (\sin\theta \cos^2\theta - \cot\phi \sin^2\theta \cos\theta) - \frac{Z^2}{R^2} \left(\sin^2\theta - \cot\phi \frac{\sin^4\theta}{\cos\theta} \right) \right\} d\theta \quad \dots\dots\dots (2.37)$$

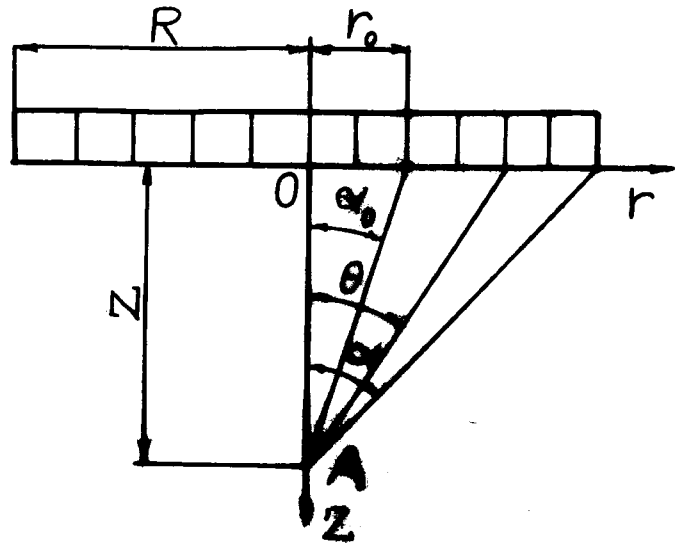
いま円形載荷板荷重のうち $\frac{R}{2}$ なる半径の部分、中心0に集中荷重として作用するものと仮定すれば、この集中荷重によつて深さ Z の点に生ずる圧力 σ_{zI} は、

$$\sigma_{zI} = \frac{3q R^2 (2 - R^2/R^2)}{2Z^3 (1 - \cos\phi)} \quad \dots\dots\dots (2.38)$$

他の載荷板荷重によつて生ずる圧力を σ_{zII} とすれば、図 - 2.1 6 によつて式 (2.3 7) を α_0 から α まで積分すればよいから、

$$\sigma_{zII} = \frac{6q}{1 - \cos\phi} \int_{\alpha_0}^{\alpha} \left\{ (\sin\theta \cos^2\theta - \cot\phi \sin^2\theta \cos\theta) - \frac{Z^2}{R^2} \left(\sin^3\theta - \cot\phi \frac{\sin^4\theta}{\cos\theta} \right) \right\} d\theta$$

図 - 2.1 6



この積分を遂行すればつぎのごとくなる。

$$\begin{aligned} \sigma_{zII} = & \frac{2q}{1 - \cos\phi} \left\{ (\cos^3\alpha_0 - \cos^3\alpha) - \cot\phi (\sin^3\alpha - \sin^3\alpha_0) \right. \\ & - \frac{Z^2}{R^2} \{ \cos\alpha_0 (\sin^4\alpha_0 + 2) - \cos\alpha (\sin^4\alpha + 2) - \cot\phi \{ \sin\alpha_0 \times (\sin^4\alpha_0 + 3) \\ & \left. - \sin\alpha (\sin^4\alpha + 3) + 3 \log \frac{\tan(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2})}{\tan(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha_0}{2})} \} \} \right\} \dots\dots (2.3 9) \end{aligned}$$

したがつて所要の鉛直圧力 σ_z は、

$$\sigma_z = \sigma_{zI} + \sigma_{zII} \dots\dots\dots (2.4 0)$$

もし集中荷重を仮定しない場合には $\alpha_0 = 0$ とおけば、 σ_z は次式で求められる。

$$\begin{aligned} \sigma_z = & \frac{2q}{1 - \cos\phi} \left\{ (1 - \cos^3\alpha) - \cot\phi \sin^3\alpha - \frac{Z^2}{R^2} \{ 2 - \cos\alpha \times (\sin^4\alpha + 2) \right. \\ & \left. - \cot\phi \{ -\sin\alpha (\sin^4\alpha + 3) + 3 \log \tan \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2} \right) \} \} \right\} \\ & \dots\dots\dots (2.4 1) \end{aligned}$$

積分範囲 α は r を荷重影響半径とすれば、

$$\begin{aligned} \alpha &= \tan^{-1} R/Z \quad (r > R \text{ のとき}) \\ \alpha &= \phi \quad (r \leq R \text{ のとき}) \end{aligned} \dots\dots\dots (2.4 2)$$

また $\alpha = \phi$ のときは,

$$\sigma_z = 2q \left\{ 1 - \frac{Z^2}{R^2} \frac{1}{1 - \cos \phi} \left\{ 2 + \cos \phi - 3 \cot \phi \log \tan \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} \right) \right\} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.43)$$

(B) 式(2.4)を基礎式とした場合

式(2.4)を再記すれば,

$$a_z = \frac{4\nu P}{\pi Z^2} e^{-\frac{4\nu r^2}{Z^2}} \quad \dots\dots\dots (2.44)$$

(A)の場合と同様に半径 r_0 の範囲を集中荷重と仮定すれば, この荷重によつて中心軸上 Z の点に生ずる圧力 σ_{zI} は次式で求められる。

$$\sigma_{zI} = \frac{4\nu q}{Z^2} i_0^2 (2 - r_0^2/R^2) \quad \dots\dots\dots (2.45)$$

つぎに半径 r_0 より R までの範囲の荷重によつて生ずる圧力 a_{zII} は式(2.44)における P の代りに $2\pi r dr q_r$ を用いて r_0 から R まで積分すればえられる。
すなわち

$$\sigma_{zII} = \int_{r_0}^R \frac{4\nu (2\pi r q_r)}{\pi Z^2} e^{-\frac{4\nu r^2}{Z^2}} dr$$

これを積分すれば,

$$\begin{aligned} \sigma_{zII} = 2q \left\{ \left(1 - \frac{Z^2}{4\nu R^2} \right) \left(e^{-\frac{4\nu r_0^2}{Z^2}} - e^{-\frac{4\nu R^2}{Z^2}} \right) \right. \\ \left. - \frac{r_0}{R} e^{-\frac{4\nu r_0^2}{Z^2}} + e^{-\frac{4\nu R^2}{Z^2}} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.46) \end{aligned}$$

したがつて所要の σ_z は,

$$\sigma_z = \sigma_{zI} + \sigma_{zII} \quad \dots\dots\dots (2.47)$$

もし集中荷重を仮定しない場合には $r_0 = 0$ とおけば, σ_z はつぎのごとくなる。

$$\sigma_z = 2q \left\{ \left(1 - \frac{Z^2}{4\nu R^2} \right) \left(1 - e^{-\frac{4\nu R^2}{Z^2}} \right) + e^{-\frac{4\nu R^2}{Z^2}} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.48)$$

また積分範囲が 0 から r (荷重影響半径) までのときは,

$$\sigma_z = 2q \left\{ \left(1 - \frac{Z^2}{4\nu R^2} \right) \left(1 - e^{-\frac{4\nu r^2}{Z^2}} \right) + \frac{r^2}{R^2} e^{-\frac{4\nu r^2}{Z^2}} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.49)$$

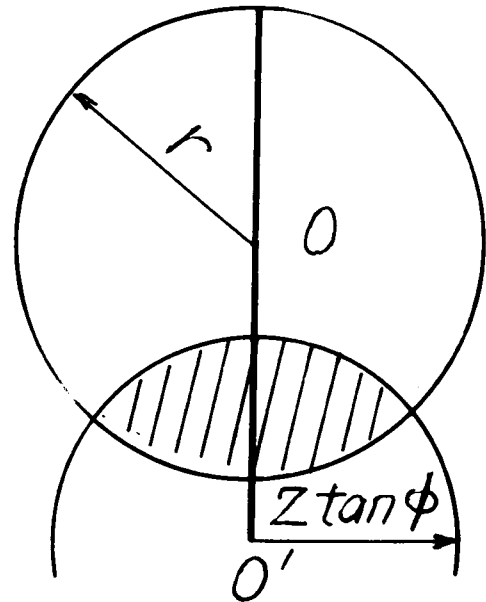
荷重影響半径 r が $r > R$ のときは, 式(2.48)によつて計算を行えばよい。

3.4.2 任意点における圧力分布の計算

前項においては円形載荷板中心鉛直軸上における鉛直圧力 σ_z を求めたが、ここでは任意点における σ_z を求める方法について述べる。

図-2.17に示すごとく、任意点を O' とし、 O' を中心として半径 $Z \tan \phi$ の円をかき、 O 円と両者によって囲まれた部分、すなわち図で斜線を施した部分が荷重影響圏となる。もちろん両円が交わらないときは O' 点に生ずる圧力 σ_z は 0 である。

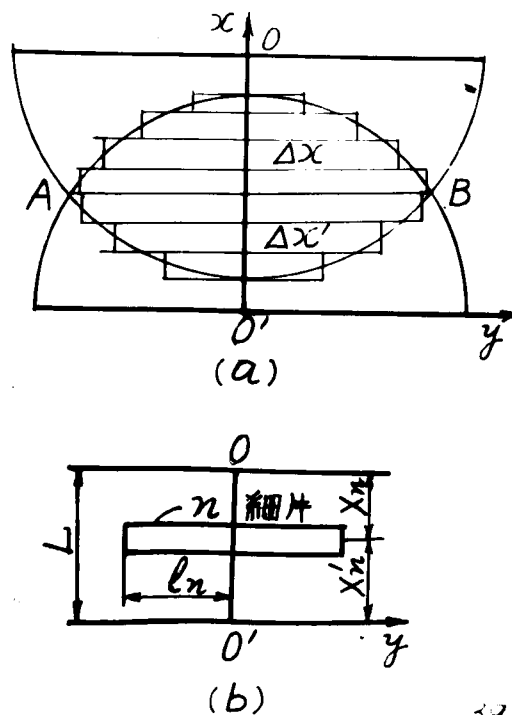
図-2.17



両円の関係によって種々の場合を生ずるが、一般に等分布の場合を除けば、理論的に計算することは困難であるから、以下最も一般的な近似計算法について述べる。

図-2.18において両円 O 、

図-2.18



39

O'の交点をA, Bとし, 線分ABを境界として荷重影響圏を2つの弓形部分に分け, 両者をそれぞれ適当な幅 $\Delta x, \Delta x'$ でABに平行な直線によつて細片に分け, 式(2.14)~(2.16)の關係を用いて近似的に等積の矩形細片におきかえる。

荷重分布が放物面分布のときは,

$$q_r = 2q \left\{ 1 - (r/R)^2 \right\} \dots\dots\dots (2.50)$$

ただし, q_r : 平均荷重強度, R : 載荷板の半径, r : 任意の半径, q_r : r における荷重強度。

でかき表わされるから, 図-2.18(b)で任意の矩形細片を n とし, その幅を Δx_n , 辺長を $2\ell_n$ とすれば, その中央の荷重強度 q_{nc} および端部の荷重強度 q_{ne} はそれぞれつぎのごとくなる。

$$\left. \begin{aligned} q_{nc} &= 2q \left\{ 1 - \left(\frac{X_n}{R} \right)^2 \right\} \\ q_{ne} &= 2q \left(1 - \frac{X_n^2 + \ell_n^2}{R^2} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.51)$$

原点O'より任意の距離 y の荷重強度は,

$$q_{ny} = q_{nc} - 2q \cdot y^2 / R^2 \dots\dots\dots (2.52)$$

式(2.52)は放物線分布の式と同形で系数が異なるのみであるから, これを用いてすでに述べた3.3.1における(A), (B)の方法をそのまま適用すれば, この矩形細片 n によつてO'に生ずる圧力 $\Delta \sigma_{zn}$ が計算される。以下同様に各細片による圧力を求めて加算すれば, 所要の圧力 σ_z がえられる。すなわち

$$\sigma_z = \sum_{n=1}^n \Delta \sigma_{zn} \dots\dots\dots (2.53)$$

3.4.3. 実験結果への適用

3.4.1で述べた計算式を用いた計算値と市原博士が砂層について行つた実験値とを比較検討する。市原博士の実験¹²⁾ではDry loose sand を $170\text{cm} \times 73\text{cm} \times 80\text{cm}$ の軟鋼製砂槽に敷きならし, 直径 20cm の円形載荷板を用いて $q = 100 \text{ g/cm}^2$ としたときの σ_z/q の値を測定したものである。

計算では $r_0 = 0$ すなわち荷重の集中度は0とし, 一荷重の分布曲線は矩形載荷板の場合と同様のものを用いた。計算値と市原博士の実験値とを対比すれば, 表-2.8のごとくなる。

表-2.8 円形載荷板 (直径 20 cm) による σ_z/q の計算値と実験値の比較

Z (cm)	(A) 式 (2.2) による方法	(B) 式 (2.4) による方法	市原博士の実験値
5	1.93	1.83	1.3 ~ 1.7
10	1.73	1.62	1.3 ~ 1.6
20	0.90	0.94	0.6 ~ 0.9
40	0.24	0.32	0.1 ~ 0.2
60	0.07	0.15	0.03 ~ 0.06

市原博士の実験値では表面より 5 cm 付近の浅い箇所では、測定値がかなりばらついたと述べられているので、浅い箇所での比較はできないが、 $Z = 10$ cm 以下では計算値と実験値はかなりよく一致していることがうかがえる。(A)、(B)の両計算法を比較すると、(A)の場合は Z の小さい範囲では値がやや大きく、逆に Z の値が大きくなると、(B)よりも小さい値となり、深い箇所では実験値により一層合致した結果がえられるようである。全般的には両計算法とも実験値よりやや過大な値を示しているようである。以上の検討によれば、円形載荷板の場合には荷重の集中度を仮定する必要はなく、 $r_0 = 0$ として計算を行えばよいことになる。

以上は 3 次元の基礎式を用いた場合であるが、まくら木のようなはりの場合には 2 次元の基礎式を用いて計算を行う必要がある。

2 次元の場合の取扱いについては第 4 章において取扱い、試験軌道における実験結果と比較検討する。

4. 静荷重による砂利層の沈下に関する研究

4.1 概 説

本節においては砂利層基礎に静的荷重が載荷された場合の沈下状態について主として著者の行つた模型実験を中心として実験結果を検討し、これに若干の考察を加えた。いずれにしても砂利層のように一粒子ごとに形状、大いさの異なつたものが推積された基礎においては、内部における変形状態は圧力分布の場合と同様に著しく複雑なものと考えられる。そこで上述のようにまず模型実験によつて静的荷重による沈下状態をしらべ、砂利層基礎の沈下に対する定性的な傾向を把握することに努めるとともに、荷重と沈下との関連性についても若干の検討と考察を行つた。

4.2 静的荷重による砂利層の沈下特性

4.2.1 一定荷重による沈下特性

作用荷重強度に比して突き固めが不十分な非拘束基礎にある一定の荷重を載荷させたときの沈下では時間的な変動が認められる。そこで縦軸に沈下をとり、横軸に時間の対数をとって荷重強度 P を parameter として実験結果の一例を示せば、図-2.19, 図-2.20のごとくなる。

図-2.19 定荷重による沈下曲線

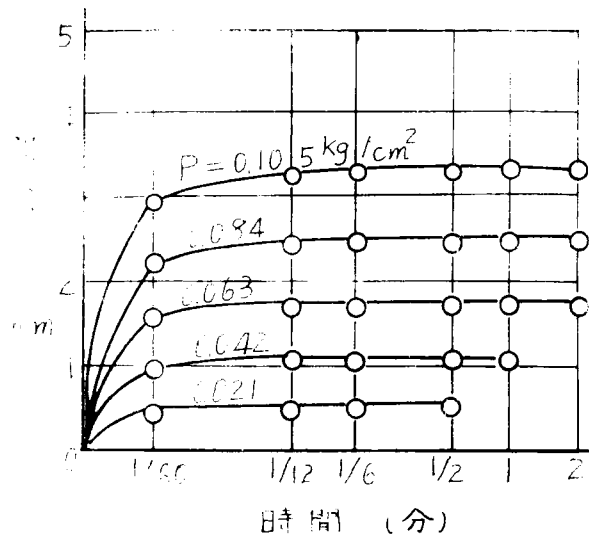
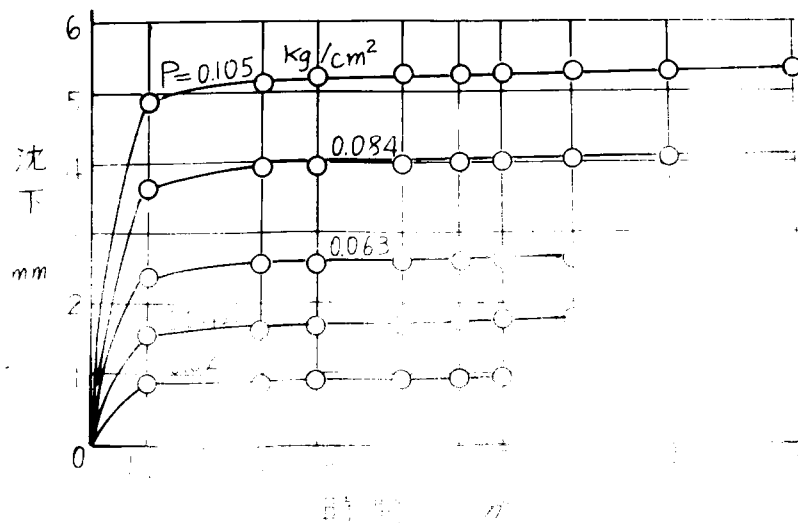
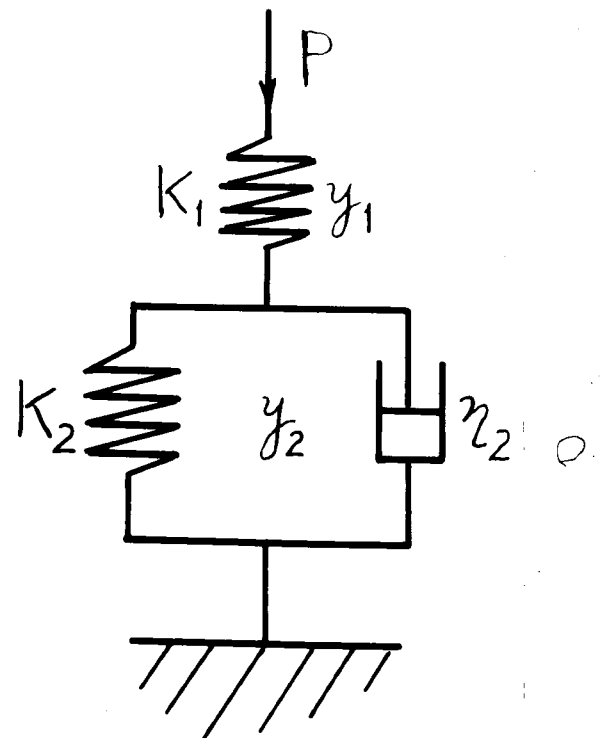
砂利層 $10 \times 17 \times 5 \text{ cm}$, 載荷板 $10 \times 17 \text{ cm}$ 

図-2.20 定荷重による沈下曲線

砂利層 $10 \times 17 \times 15 \text{ cm}$, 載荷板 $10 \times 17 \text{ cm}$ 

このときの沈下曲線を検討すると、きわめて複雑であつてこれを解析することはかなり困難のようである。とくに载荷した瞬間の沈下が急激であつて約5秒後にはほぼ一定の沈下状態に達し、それ以下の時間的経過に対してはきわめて徐々に沈下が進行し、荷重強度 P の値によつて異なるが大体2～5分後には完全に一定の沈下に落付くようである。この場合载荷直後の5秒間で沈下の約90%前後が生じ、それ以後沈下速度は急速に減少する。そこで载荷直後の沈下を初期沈下、それ以後の沈下を流動沈下と呼ぶことにする。このような沈下過程について考察してみると、最初砂利層は十分突き固めが行われていないから、その粒子間ゲキが大きく、粒間摩擦力は小さいので一定荷重をうけた瞬間に粒子は回転、並進などの移動を生じ、その結果急激にある沈下を生ずる。かくして粒子間ゲキは密となり粒間摩擦力もある程度増大して外力に抗するが、まだ完全に外力と釣合うまでにいたらずそのため徐々に流動的な沈下をひきおこしてつい

図-2.21



に外力と完全に釣合う状態に達して沈下は停止する。
 载荷直後の大きい初期沈下はいわば瞬間的に生ずる沈下とみなしうるから、以上のような沈下過程を説明するためには図-2.21に示すような力学的モデルを考えるのが好都合である。

ただしこのモデルは単に圧縮過程の場合についてのみ成立するものとする。モデルの K_1 は初期沈下すなわち瞬間的に生ずる沈下に対するバネ常数を表わし、 K_2 、 η_2 はそれぞれ流動沈下過程に対応するバネ常数、ダシユポット係数を表わす。しかるときはこの系の沈下 y は次式で表わされる。

$$y = y_1 + y_2 = P/K_1(P) + P/K_2(P) \left[1 - e^{-K_2(P)/\eta_2(P) \cdot t} \right] \dots\dots\dots (2.54)$$

ここで実験結果を検討すると K_1 、 K_2 、 η_2 は単なる定数ではなく、荷重強度 P が変わるとそれに対応してこれらの値も異なつた値をとるはずであるからここでは K_1 、 K_2 、 η_2 はいずれも荷重強度 P の連続関数によつて表わしうるものと仮定する。そこで本実験の沈下曲線についてこのような沈下特性を表わす $K_1(P)$ 、 $K_2(P)$ 、 $\eta_2(P)$ などがどのような形になるかを検討してみる。種々の P に対する沈下—時間曲線を

検討し、本実験の場合では0～1秒間に生ずる大きい沈下を初期沈下 y_1 とし、1～30秒間の沈下曲線を流動沈下曲線とみなして取扱うことにした。

このとき流動沈下 y_2 は近似的に次式で表わしうる。

$$y = a(P) [1 - e^{-\theta(P) \cdot t}] \dots\dots\dots (2.55)$$

ここに、 $a(P)$ 、 $\theta(P)$ は P の連続関数と仮定する。この関数をきめるにはつぎのごとくすればよい。すなわち特定の P に対応する沈下曲線の形を近似的に、

$$y_2 = a(1 - e^{-\theta \cdot t}) \dots\dots\dots (2.56)$$

で表わせば、これをかきかえて、

$$y_2 = a - V/\theta \dots\dots\dots (2.57)$$

ただし、 $V = dy_2 / dt \dots\dots\dots (2.58)$

したがって沈下曲線の座標 y_2 および V を求め、式(2.57)の関係から最小自乗法によつて a 、 θ の値を決定できるから、それぞれの P に対応する a 、 θ の値を同様にして決定し、これらを図示すれば $a(P)$ 、 $\theta(P)$ なる連続曲線の形が近似的に決定できる。 $K_1(P)$ については P と y_1 との関係から近似曲線として最小自乗法によつてきめることができる。

本実験の場合について $K_1(P)$ 、 $K_2(P)$ 、 $\eta_2(P)$ を求めた一例を示せば、図-2.22～2.24のごとくである。

図-2.22

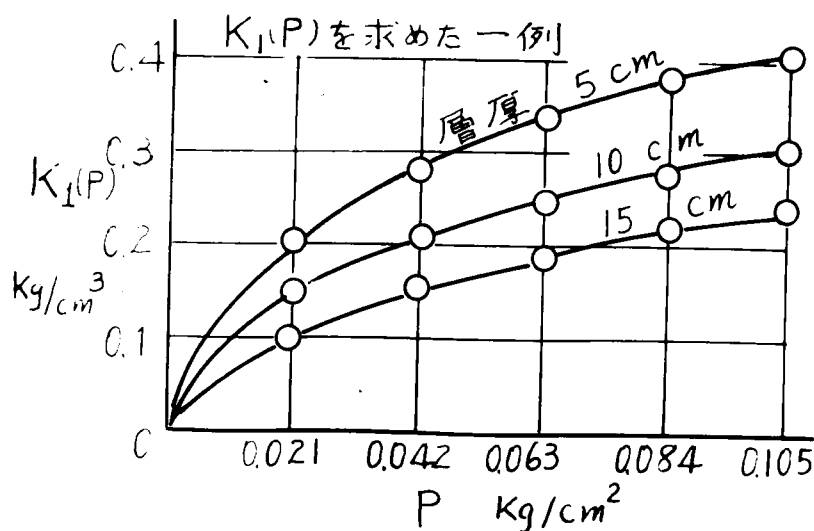


図 - 2.2.3

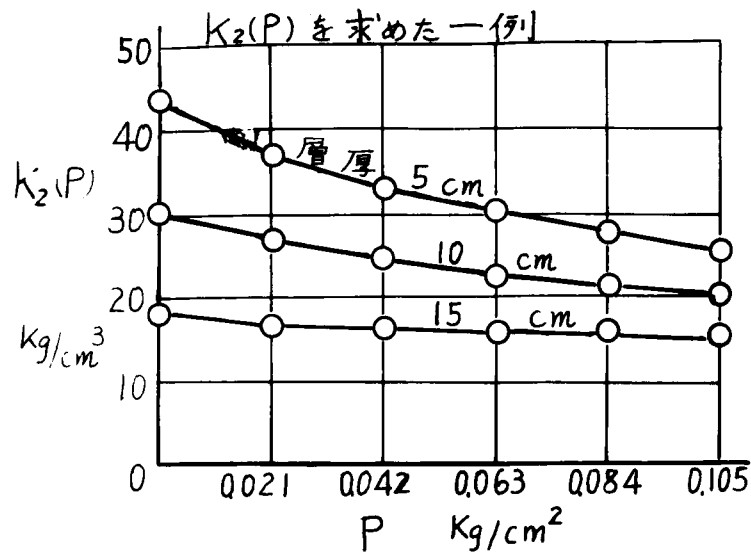


図 - 2.2.4

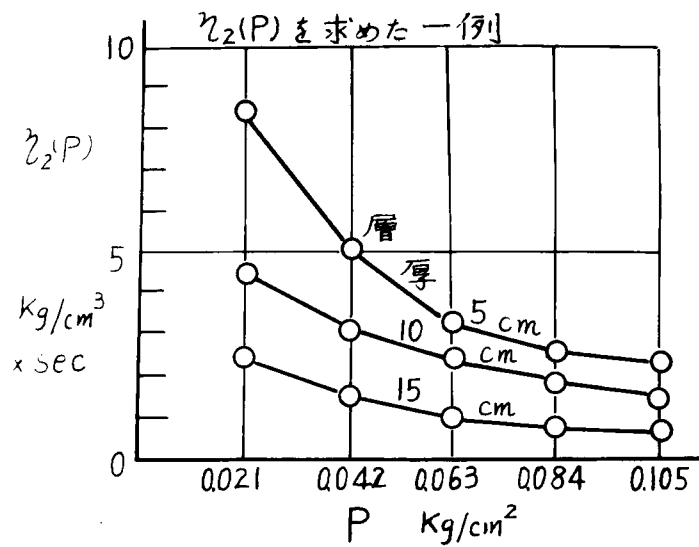


図 - 2.2.2 によれば、載荷瞬間に発揮する基礎のパネ力は P が増大するにつれて大となる傾向が見られるが、次第に一定値に近づいていく傾向もうかがわれる。各層厚については 5, 10, 15 cm の順にその値が小さくなる。つぎに $K_2(P)$ については $K_1(P)$ とは逆に荷重強度 P が大きくなる程減少していく傾向が見られるが、その減少度は比較的小さい。また荷重強度 P を増すにつれて各層厚による値の相違は小さくなり次第に一定値に近づく傾向が認められる。さらに $\eta_2(P)$ についてはこの値が小さい程流動沈下の傾向が著しいわけであるが、 P がきわめて小さいうちは

$\eta_s(P)$ の値はきわめて大きく、 $P=0$ では無限大と考えられる。 $\eta_s(P)$ が大きい程流動の傾向は小さくなる。層厚については15, 10, 5 cmの順に流動の傾向が大きいく。

しかし P が増大すると各層厚の値は次第に接近して層厚による流動の相違は余り目立たなくなりほぼ一定の流動傾向を示すようになるようである。以上は定荷重による沈下過程を時間要素を加味して取扱つたのであるが、このような沈下過程における沈下と圧力分布との関係はきわめて複雑で図-2.2.1に示した力学モデルのような単純なものではないようである。圧力測定の際初期沈下の状態では一般にひずみ計の指針も移動し、沈下の大部が完了してはじめて圧力もほぼ一定値を指示した。

このような実測から判断すると圧力と沈下とは必ずしも一義的な関係にあるものとは思われない。このときの沈下過程について著者はつぎのような解釈をくだしてみた。すなわち突き固め不十分な非拘束砂利層においては間ゲキ率や粒間摩擦力にかなりの不同があり、かつ基礎の表面にも著しい凹凸があるからこれに載荷するとその接触面も著しく不均一になり、このため基礎は局部的荷重をうけ、集中荷重をうけた部分はこれに抗しきれずにその粒子が移動を生じ、このため次第に粒子間ゲキは密となり、粒間摩擦力が増大して基礎が荷重をうけもつ作用は沈下の進行とともに次第に均一化されていくものと推定される。したがつて初期沈下の状態では荷重の伝達は著しく不均一で部分的に変動するから、この間の荷重分布と沈下の関係は理論的に見出すことは一般に困難となる。しかし本実験結果では一般に荷重強度が大きい程初期沈下 y_s の値も大きい傾向が認められるので初期沈下に対する基礎の強度を判定するには図-2.2.1に示したモデルの K_s の値を用いるのが便利と思われる。また流動沈下状態に対してはモデルの $K_s(P)$ 、 $\eta_s(P)$ でその特性を評価するのが好都合と考えられる。以上は主として砂利層基礎の周辺拘束度が最も小さい自然こう配の場合の沈下状態であるが、基礎の拘束度を大きくすると沈下の時間的変化は実用上無視しうる程度になる。周辺非拘束基礎の場合でも沈下の完了するのは5~6分間程度であるから実際問題としては砂利層基礎の沈下を取扱う場合時間要素は無視しても支障ない場合が多いものと考えられる。したがつて荷重と沈下との関係については一定沈下に落付いた場合の沈下量と荷重との関係を検討すればよいものと思われる。それゆえ以下の実験においては時間要素は考慮しないことにする。

4.2.2

4-8 局部載荷による沈下特性

表-2.1に示した代表的な砂利層基礎に対して一定荷重ごとに逐次荷重を増大させ、そのときの表面沈下を測定した。そのときの荷重強度——沈下の関係を図示すると図-2.2.5~2.2.8のごとくなる。

図 - 2.2 5 平均荷重強度 - 沈下曲線

表 - 2.1 (a) の基礎状態

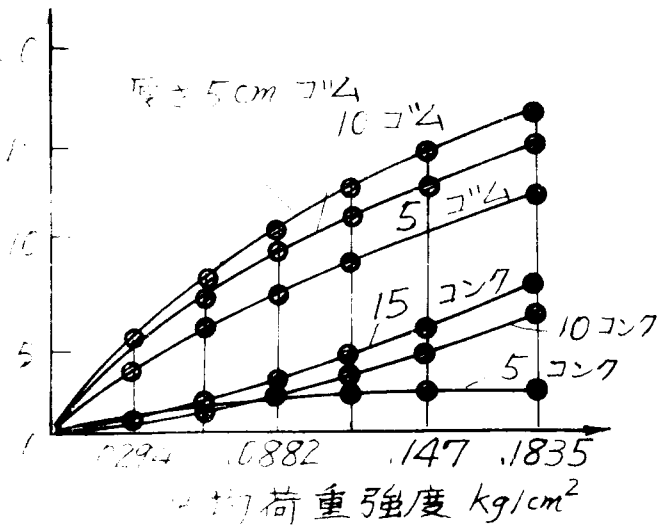


図 - 2.2 6 平均荷重強度 - 沈下曲線

表 - 2.1 (b) の基礎状態

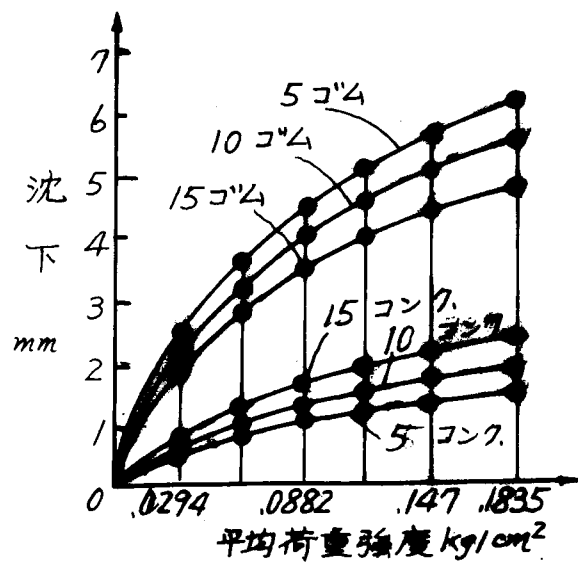


図-2.27 平均荷重強度-沈下曲線

表-2.1(c)の基礎状態

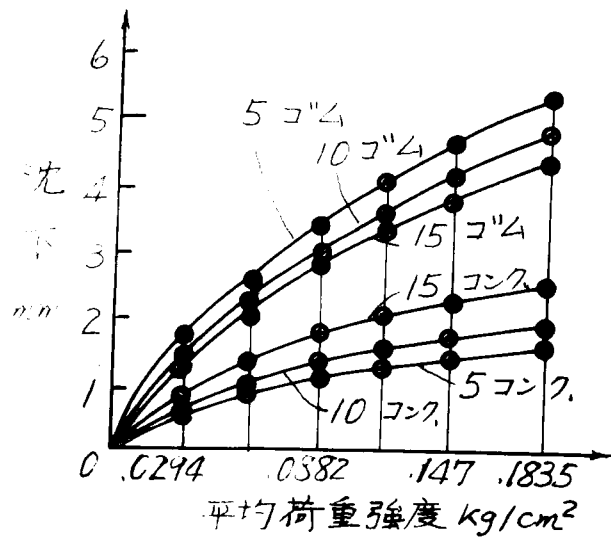
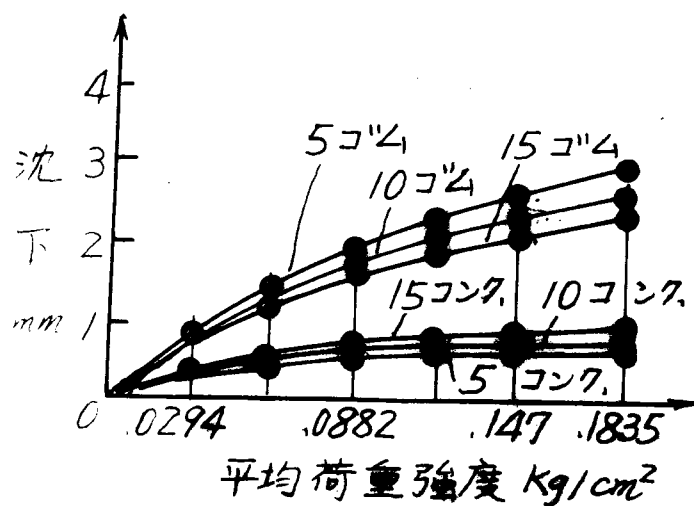


図-2.28 平均荷重強度-沈下曲線

表-2.1(d)の基礎状態



これらの沈下曲線について検討してみると、およそつぎのような沈下特性が認められる。

- (1) 一般に沈下曲線は剛性増大型の特性を示す。ただし例外として周辺非拘束の路盤コンクリートの場合は剛性減少型の特性曲線を示し、いま少し荷重を増大すると沈下は急速に増大して基礎の一部に破壊を生じ、これが拡大して載荷板がくず

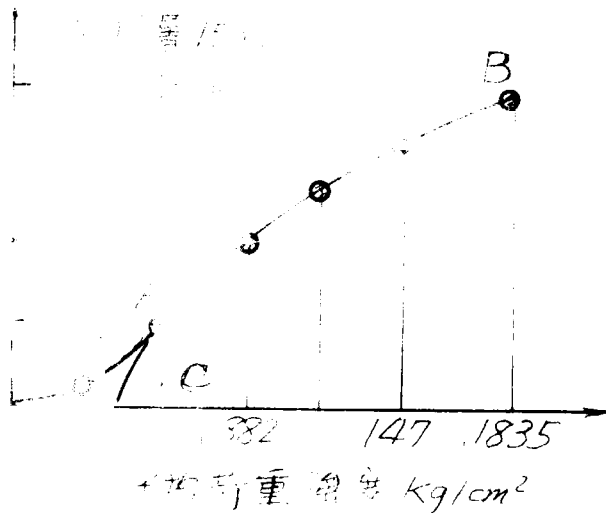
れ落ちるものと思われる。

実際実験においてもこのような現象が見られた。同じ非拘束基礎でも軟弱路盤を仮定してゴム板を使用した場合には沈下量はコンクリート路盤よりもはるかに大きい、沈下曲線は剛性増大型の曲線を示している。したがって実験範囲の荷重強度に対しては荷重の増大とともに基礎は次第に締固められて安定な基礎となる傾向が認められる。これは一つには軟弱路盤としてゴム板を代用したためにゴム板の沈下特性が顕著に現われたものとも考えられるので実際の軟弱地盤の場合と必ずしも一致した傾向とはいえないかもしれない。

そこで念のため軟弱路盤としてゴム板の代りに乾燥砂を厚さ 5 cm にして実験を行ってみた。このときの沈下曲線は図 - 2.29 に示すとおりで荷重強度の小さい範囲では剛性減少型の曲線になるが、ある程度以上荷重を増すとそれ以後の曲線は剛性

図 - 2.29 荷重強度 - 沈下曲線

砂利層 $15 \times 25.5 \times 10 \text{ cm}$,
路盤 乾燥砂厚さ 5 cm



増大型となり、ゴム板を用いた場合と同様の傾向を示した。また乾燥砂を用いた場合はやはり沈下の時間的変動がかなり顕著に認められ、この傾向は荷重強度を増すにつれて一層顕著になる。

したがって天然の軟弱地盤とゴム板代用のものとは若干沈下の特性が異なるが、図 - 2.29 に示した沈下曲線の場合には曲線の変曲点 A において曲線 B A を延長し、横軸との交点 C をきめ、C A B なる沈下曲線をもつてこのときの沈下特性を表わす

C

ものとして取扱えば、ゴム路盤の場合とほぼ同様の沈下曲線がえられることになる。この場合座標の原点をCに移せばよい。以上のようにすれば、ほぼ同様の沈下特性を示すことになるから軟弱路盤としては実験の便を考慮してゴム板を使用することにした。

- (2) 強固なコンクリート路盤の場合には沈下量は実験荷重強度の範囲内ではかなり小さい値を示し、砂利層基礎の拘束度のいかんによつてはその値は余り変わらないが、軟弱なゴム路盤では沈下量はかなり大きく、かつ基礎の拘束度によつて著しい変化を示し、完全拘束の場合ではほとんど強固路盤の場合と余り変わらない程度に沈下が小さくなる。これは明らかに砂利層とコンクリート壁面との摩擦抵抗が作用するものと考えられ、また載荷板領域内の砂利粒子の領域外への流動が防止されるためと考えられる。
- (3) 層厚の沈下に及ぼす影響について検討すると、路盤、拘束度が同一状態の場合には沈下量に余り大きい相違はみられない。

とくに強固路盤で砂利層基礎がある程度拘束されている場合は層厚の影響は実験範囲の荷重強度においては余り明確には認められない程度である。もちろん非常に大きい荷重を作用させればもつと明確な相違が認められたものと思われるが実験設備の関係上大きい荷重強度の場合には実験できなかつた。

一方軟弱路盤の場合には層厚の影響がかなり明確に認められた。すなわち層厚の小さい程下部路盤の影響が大きく現われるので沈下が大きくなり、層厚を増すにつれて下部路盤の影響が減少し沈下は小さくなる傾向が認められる。表-2.1における拘束度(c)の場合について層厚を20 cmとした場合は路盤がコンクリートの場合とゴム板の場合とで沈下量にはほとんど相違が見られなかつた。

- (4) 以上のような沈下実験の結果を検討すると沈下の大きい軟弱路盤に対しては砂利層の厚さをある程度大きくすることは沈下を減少するのに効果がある。また砂利層の拘束度をできるだけ大きくすることは沈下の減少に有効であることが理解される。

4.2.3 圧縮量と流動量との関係

砂利層基礎に荷重が作用した場合の沈下は基礎が完全拘束された場合を除けば、純圧縮沈下と流動沈下との和として表わされる。ただし載荷板は剛性で一樣沈下を生ずるものと仮定する。このときの関係を図-2.30(a)に示す。

載荷板は剛性板として作用するから表面沈下 y は一樣である。

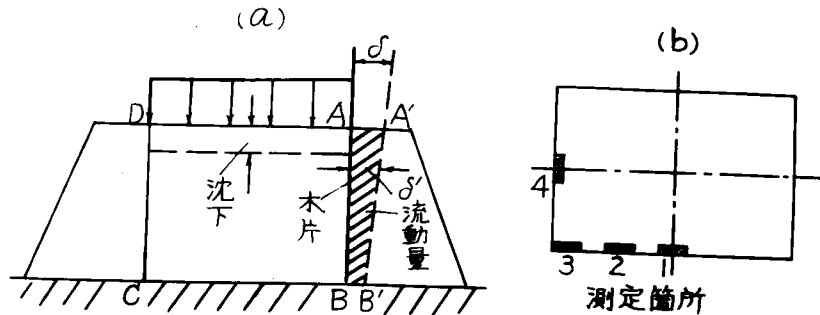
これを純圧縮量 y' と流動量 y'' とに分けて考える。すなわち

$$y = y' + y'' \quad \dots\dots\dots (2.59) \quad (a)$$

ここに、 y : 載荷板底面の一樣な沈下量、 y' : 図-2.30でABCD領域内の砂利の間ゲキが減少したために生じた沈下量で圧縮量と呼ぶ、 y'' : ABCD領域内の砂利の一部が境界線AB, CDから外方へ抜けだしたために生じた沈下

量でこれを流動量と呼ぶ。

図-2.30 流動沈下の測定



砂利層の沈下に対する基本的性質を明らかにするためにはこのような y' , y'' , がどのような割合いで生ずるかをしらべておくことも重要なことと考えられるので一部の非拘束基礎について実験を行つた。しかし十分精密な測定は困難であるから、つぎのような方法によつて概測を行つた。すなわち図-2.30(a)に示すごとく幅3cmの木片を境界線にそうて鉛直に埋め込んでこれに载荷すれば、変形後木片はA'B'のごとくなるからABA'B'なる面積に相当する粒子が外方へ押しだされたことになる。この木片の移動量を2個のダイヤルゲージによつて測定した。測定箇所は(b)図に示すごとく4箇所で行い、これらの平均値から流動量の概算を行つた。一方载荷板底面の沈下量 y は光テコによつて測定した。

図-2.31 表面沈下と流動量の測定例

測定結果の一例を示せば図-2.31のとおりである。この関係から荷重強度と圧縮量との関係を求めると図-2.32のごとくなる。図-2.31では荷重強度 P を次第に増していくと、表面沈下は急激に増大して剛性減少型の曲線を示し、ある荷重強度ではきわめて大きい沈下を生じて基礎の一部がくずれ、これが拡大して载荷板はくずれ落ちるようになる。一方圧縮量も荷重

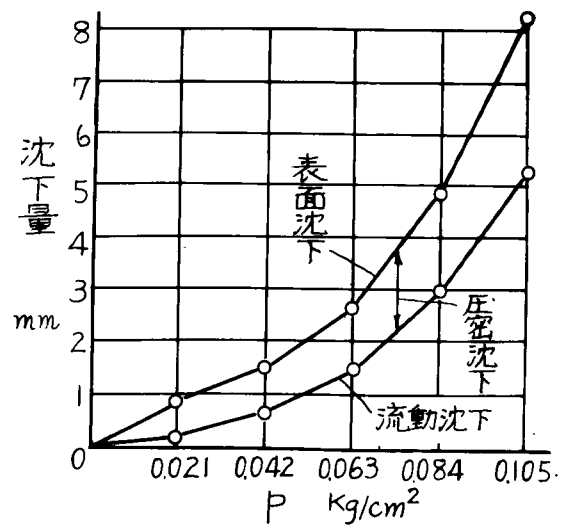
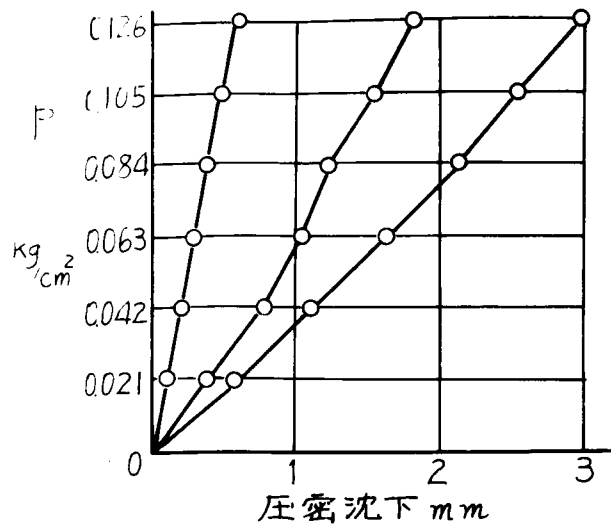


図-2.32 荷重強度-圧縮量曲線

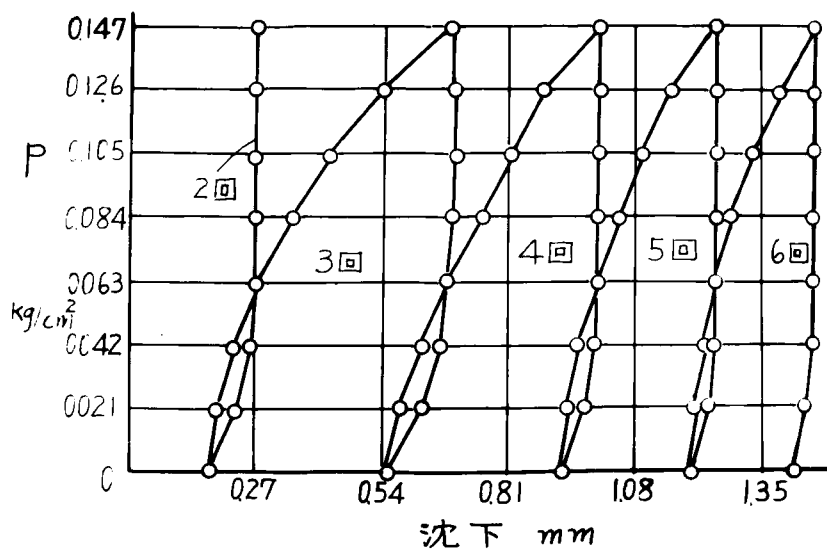


強度とともに増大するが、ある荷重強度以上になると圧縮量の増加率は次第に減少し、破壊荷重強度付近ではほとんど一定値に達するようである。しかしこの付近では載荷板がくずれ落ちる危険があつたので流動量の測定は行わなかつた。いずれにしてもこの付近ではA B C D 領域内の砂利粒子の間ゲキは最小間ゲキ状態に達しており、表面沈下はほとんど流動量となつて現われることが推定される。

4.2.4 繰返し荷重による沈下特性

突き固め不十分な非拘束基礎が荷重をうけたときの沈下についてはすでに述べたが、同一荷重強度の範囲の繰返し載荷過程について実験を行つた。このときの沈下の測定例を図-2.33に示す。図-2.33においては第1回、第2回

図-2.33 繰返し荷重による沈下曲線の測定例



の載荷過程では沈下がきわめて大きいため図示を省略してある。この場合局部載荷によつて一定の荷重を加え、沈下が一定に落付いた後つぎの荷重を加えた。また念のため一度に全荷重を加えたときの終局沈下量と局部載荷による場合とを比較してみたが、両者はほぼ一致した値を示すことが推定された。

繰返し載荷による沈下曲線では第1回目の載荷過程による沈下がきわめて大きく、第2回以後は第1回目にくらべるとはるかに小さくなり、回を重ねるごとに漸減する。一方減荷過程では復元量は第1回目やや大きい、第2回目以後ではほとんど一定量とみなしうる程度であつた。かくして何回かの加荷、減荷の過程を繰返すと、加荷、減荷の両曲線は次第にその形が類似したものになっている。もし両曲線が完全に一致したとすれば、この荷重範囲では基礎は完全弾性体とみなしうるわけであるが、本実験における10回の繰返しではやはり微小な永久沈下を生じて両曲線は多少相違していた。また加荷過程では第2回目位までは沈下の時間的变化が認められ、第3回目以後では終局荷重載荷の場合のみ時間的变化が認められた。この場合は大体10～30秒位で一定沈下に落付いた。その他の荷重段階ではほとんど時間的变化はなかつた。

また減荷過程では全く時間的变化は認められず最初の3～4回の減荷過程では復元は全くなく、最後の2回付近の減荷のときのみ復元が認められた。

図-2.33のような実験結果から各繰返し載荷過程における沈下量 δ および永久沈下量 δ_p を求め、繰返し回数を横軸にとつて図示すると図-2.34のごとくなる。

図-2.34 沈下および永久沈下累加曲線の例

砂利層10×17×10 cm, 路盤コンクリート

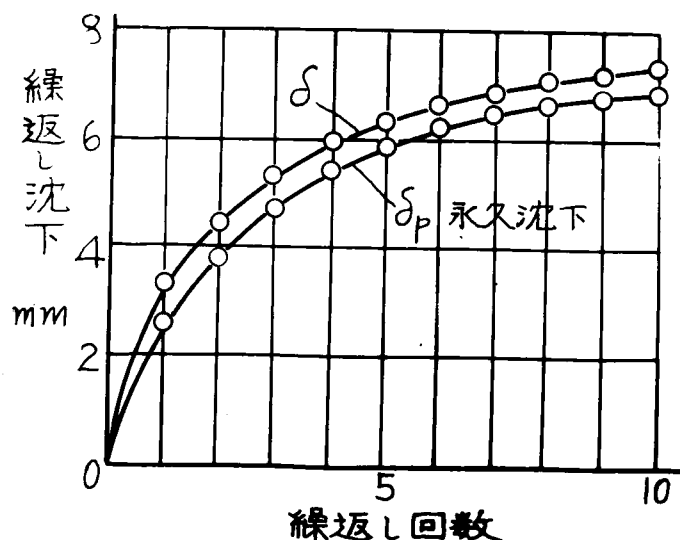


図-2.34によれば、この関係は谷本博士が拘束した砂の繰返し圧縮試験の結果から求めた曲線¹⁴⁾と全く類似した傾向を示している。

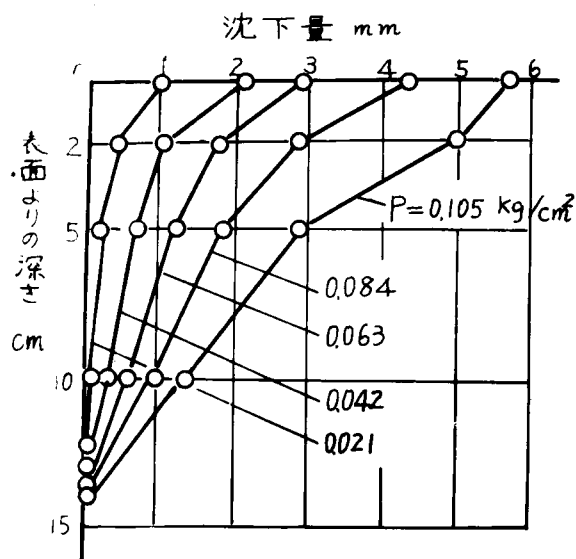
したがって砂利層の場合にも谷本博士の提案した力学的モデルが適用しうるものと考えられるが、その取扱いについては4.3において詳述する。表-2.1における各種基礎状態について繰返し回数と δp の関係を求めると、その傾向は図-2.34と全く同様であるが、非拘束基礎についてはきわめて急な曲線となり、繰返し回数を増しても各回の沈下量はなかなか減少せず、層厚の影響も著しく現われて層厚が大きい程 δp も大きくなる。基礎の拘束度が大きいものでは層厚の影響は余り顕著でない。

4.2.5 載荷板重心軸上の沈下分布

載荷板重心軸上の沈下を図-2.2に示した測定装置によつて測定した。その測定例を図-2.35に示す。この図によれば、沈下は表面から5cmの深さ付近

図-2.35 載荷板重心軸上の沈下分布測定例

砂利層 $10 \times 17 \times 15 \text{ cm}$ ， 載荷板 $10 \times 17 \text{ cm}$
路盤コンクリート



まではかなり大きい値を示しており、ほぼ2次曲線分布の形をとるが、それより深い箇所では急激に小さな値となり、ほぼ直線的变化を示しているようである。

4.3 静的荷重による砂利層の沈下に関する考察

4.3.1 概 説

前項においては砂利層基礎に静的荷重を作用させた場合の沈下状態を模型実

験によつてしるべ，その定性的な沈下特性について検討した。本項においてはこれらの沈下特性と荷重状態との関連性を中心として考察を行うことにする。すでに述べたように従来の研究では一般に圧力分布と沈下との関係については弾性理論を用いて取扱つているから，これによる沈下は弾性沈下であつて永久沈下は含まれないことになる。しかし一般に基礎地盤に載荷した場合の沈下は弾性沈下と永久沈下との和で表わされるはずであるから，従来の理論によるものは圧力と沈下の関係を一般的に表わしたものと認めがたい。また一方圧力と沈下の関係を表わす方法として実験的に荷重強度-沈下曲線を求め，その初期接線係数を地盤係数 K 値と呼び，荷重強度 P と沈下 γ との関係を簡単に $P = K\gamma$ によつて表わすことが行われている。この場合の沈下は明らかに弾性沈下と永久沈下の和を表わすものであるが，実験曲線は必ずしも直線とはならず，むしろ一般にはある曲線の形をとるのが普通である。したがつて単に地盤係数 K 値という一定値を用いて圧力と沈下の関係を表わすことは必ずしも適切な方法とはいえない。また従来の地盤係数では単に基礎の表面における荷重強度と沈下との関係を取扱つているにすぎず，基礎内部における関係については余り検討されていないようである。

そこで本項においては著者の行つた模型実験の結果を中心として圧力と沈下との関連性について従来よりも一層詳細な点に立入つて検討を行つてみたいと思う。

そこでまず表面における圧力と沈下との関連性を各種基礎状態について検討し，ついで載荷板重心鉛直軸上における圧力と沈下との関連性について検討するとともに，静的繰返し荷重によつて生ずる永久沈下について若干の理論的考察を行つた。

4.3.2 静的荷重と沈下との関係

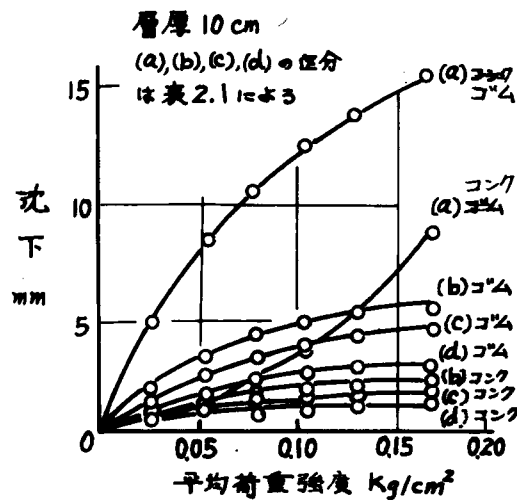
前述のごとく静的荷重と沈下との関係については従来の方法では十分なものと認めがたいので，これについて一層詳細な検討を行うことにする。静的荷重は単位面積当りの荷重強度 P によつて表わし， P と沈下 γ との関連性について検討する。以下表面における場合と載荷板重心鉛直軸上における場合との二つに分けて取扱う。

(A) 表面における $P - \gamma$ の関係

表面における圧力 P と沈下 γ との関係を各種基礎状態について測定した結果によれば，大略図-2.36のごとくなる。図-2.36では各種基礎の拘束状態を変えたものについて沈下の相違をしらべたものである。

もちろん拘束条件が同一の場合でも層厚が異なれば沈下量も異なるが，非拘束基礎の場合を除けば，実験荷重強度 P の値がかなり小さい範囲であるた

図-2.36 荷重強度-沈下曲線



めその沈下量の相違は比較的僅少でありむしろ層厚の影響よりも各回の実験における粒子の接触状態による影響の方が大きく、これによる測定値のばらつきがかなり大きかつたので、層厚による影響は非拘束基礎以外では無視することとし、拘束条件の同一な場合の各層厚の測定値の平均値をもつてその拘束状態における基礎の沈下特性を表わすことにした。非拘束の場合は層厚 5, 10, 15 cm によつて沈下量に明確な相違が認められるが、図-2.36 では中間の層厚 10 cm の場合だけを図示した。同図によれば基礎が非拘束、コンクリート路盤の場合を除けば、P-y 曲線の特性はいずれも実験範囲においては剛性増大型の特性曲線を示している。

このような剛性増大型の場合には P-y の関係は次式によつて表わされる。¹⁵⁾

$$y = \frac{P}{\lambda_1 P + \lambda_2} \dots\dots\dots (2.60)$$

ここに、y: 表面沈下量で弾性沈下と永久沈下の和を表わす (cm)、P: 表面に作用する平均荷重強度 (kg/cm²)、 λ_1 、 λ_2 : 与えられた基礎によつてきまる特性値。

式 (2.60) によれば、 $P \rightarrow 0$ で $y = 0$ 、 $P \rightarrow \infty$ で $y = 1/\lambda_1$ となり一定値になる。これは明らかに剛性増大型の特性を表わすものである。 $P \rightarrow \infty$ としたときの一定沈下量を y_{max} とすれば、 $y_{max} = 1/\lambda_1$ となるから λ_1 は y_{max} の逆数となる。したがつて y_{max} の値が小さい程 λ_1 の値は大きくなるから、 λ_1 の値が大きい程沈下の小さい強固な基礎を表わすことになる。

つぎに式 (2.60) において $\lambda_1 = 0$ とおけば、 $P = \lambda_2 y$ となるから、 λ_2

はさきに述べた地盤係数K値に相当する。したがって λ_2 の値が大きい基礎
程沈下の小さい強固な基礎といえることができる。あるいは λ_2 は直接式

(2.60) によつて、 $\lambda_2 = (dp/dy) P = 0$ となるから、 $P-y$ 曲線の初
期接線係数すなわち地盤係数K値を表わすことがわかる。以上によつて基礎
の特性値 λ_1 , λ_2 のもつ意味はわかつたが、式 (2.60) を書き直せば、

$$P/y = \lambda_1 P + \lambda_2 \quad \dots\dots\dots (2.61)$$

となるから P/y と P は直線関係にあることがわかる。この関係を用いると実
験曲線から容易に λ_1 , λ_2 の値を求めることができる。

式 (2.61) の直線性を著者の行つた実験値について検討した例を示せば
図-2.37のごとくなる。この

図によれば P/y と P の直線性
はほぼ満足されており、式

(2.60) が妥当なものである
ことがわかる。つぎに非拘束、
路盤コンクリートの場合の $P-y$
曲線は前の場合とは全く逆対
象になり、 P がある値に達する P/y
と $y \rightarrow \infty$ となり基礎がくずれる
傾向を示している。これは明ら
かに剛性減少型の特性を示し、
逆対象の関係から P と y を入れ
かえた式が成立する。すなわち

$$P = \frac{y}{\lambda_1' y + \lambda_2'} \quad \dots\dots\dots (2.62)$$

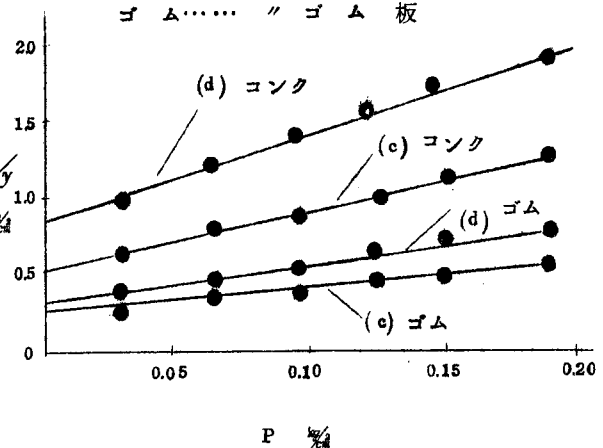
ここに、 λ_1' , λ_2' は基礎によつてきまる特性値である。式 (2.62) にお
いて $y \rightarrow \infty$ としたときの荷重強度を P_{max} とすれば、 $P_{max} = 1/\lambda_1'$ となり、
 λ_1' は P_{max} の逆数となる。したがつて λ_1' の値が小さい程基礎は強固である
といえる。つぎに $\lambda_1' = 0$ とおけば $P = y/\lambda_2'$ となるから λ_2' は地盤係数
Kの逆数となる。したがつて λ_2' の値が小さい程強固な基礎といえる。いず
れにしても剛性減少型の基礎では、 λ_1' , λ_2' なる特性値はともに小さい値
である程沈下に対して安定な基礎といえることができる。

式 (2.62) を書き直せば、

$$y = \frac{\lambda_2' P}{1 - \lambda_1' P} \quad \dots\dots\dots (2.63)$$

図-2.37 $P/y - P$ の関係

(c), (d) は表-2.1の区分
コンク..... 路盤コンクリート
ゴム..... " ゴム板



$$\gamma/P = \lambda_1' \gamma + \lambda_2' \dots\dots\dots (2.64)$$

式(2.64)によれば γ/P と γ は直線関係にあることがわかる。実験結果について検討したところでは、ほぼこの関係は満足されており、式(2.62)の関係式はかなり妥当なものといえる。図-2.36の場合について $P-\gamma$ の実験曲線から特性値 λ_1 、 λ_2 または λ_1' 、 λ_2' を求めてみると表-2.9のようになった。

表-2.9 各種基礎の特性値 λ_1 、 λ_2 の値

基礎状態		λ_1	λ_2
拘束区分	路盤	(cm^{-1})	(Kg/cm^3)
(a)	ゴ ム	0.34	0.08
(b)	コンクリート	3.40	0.30
	ゴ ム	1.56	0.21
(c)	コンクリート	6.99	0.73
	ゴ ム	2.54	0.40
(d)	コンクリート	7.09	0.74
	ゴ ム	5.75	0.64

なお非拘束基礎、コンクリート路盤の場合は剛性減少型となり、このときの特性値 $\lambda_1' = 3.04 cm^3/Kg$ 、 $\lambda_2' = 0.95 cm^3/Kg$ となつた。

表-2.9によつて剛性増大型の基礎について検討してみると、 λ_1 、 λ_2 の値はいずれも(a),(b),(c),(d)の順に大きくなり安定した基礎状態となつていくことがわかる。

なお著者の行つた模型実験では上述のごとく $P-\gamma$ 曲線は剛性増大型および剛性減少型の2種類の沈下曲線がえられたが、基礎の状態と荷重状態との関係によつては $P-\gamma$ が単純な直線関係で示される場合も生ずると考えられる。すなわち

$$P = K\gamma \dots\dots\dots (2.65)$$

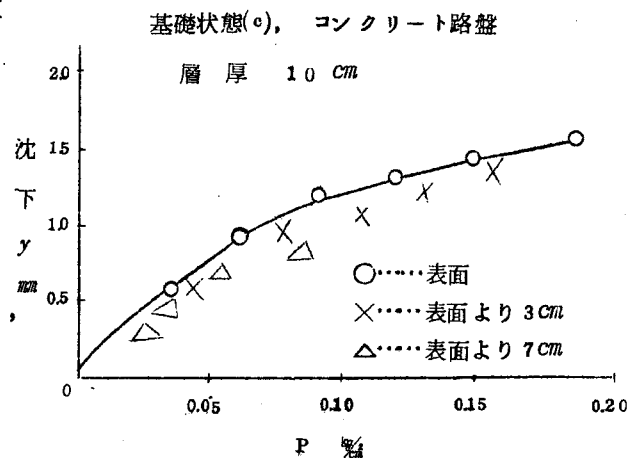
この場合 K は地盤係数であり、式(2.65)で $P-\gamma$ 関係が表わされるときは剛性一定型と呼ぶことにすれば、 $P-\gamma$ の関係は一般に以上の3種類すなわち剛性増大型、剛性減少型、剛性一定型に大別しうることになる。もちろん複雑な基礎状態と作用する荷重強度の大きさの範囲によつては、以上3

種の特徴が組合わされたとき複雑な沈下曲線を示す場合もありうるものと思われるが、このような場合にはそれぞれの沈下特性を示す荷重強度の範囲を明示しておく必要がある。

(B) 鉛直軸上における $P-y$ の関係

つぎに鉛直軸上における $P-y$ の関係について検討する。表面における $P-y$ の関係から決定される λ_1 , λ_2 または λ_1' , λ_2' なる基礎の特性値は表面における値であるから、これが砂利層内部いたるところで同一の値を示すか否かは疑問である。そこでこれらの点を検討するために 2, 3 の基礎状態について検討してみた。まず拘束基礎の代表として基礎状態(c), 路盤コンクリート, 層厚 10 cm の場合についての実験結果を示せば、図-2.38 のようになる。これによれば表面より 3 cm, 7 cm の点における値は一般に表面における $P-y$ 曲線よりやや小さい値を示しているが、近似的にはほぼ表面における $P-y$ 曲線と一致するものとみなして差支えない。したがって λ_1 , λ_2 の値は内部においても一定値をとるものとしてよいようである。

図-2.38 鉛直軸上の $P-y$ 関係



すなわち拘束基礎では表面値 λ_1 , λ_2 は内部でも一定値をとるものと仮定して取扱つてもそう大きい誤りはないものと考えられる。しかし非拘束基礎のように流動が著しい場合にはこれを一定値とみなすわけにはいかないとと思われる。非拘束基礎 10 × 17 × 15 cm, 路盤コンクリートの場合の $P-y$ 曲線は剛性減少型であり、式(2.62)で表わされる。この式における λ_2' はすでに述べたごとく、地盤係数 K の逆数を表わすが、剛性減少型に属する砂質地盤における Terzaghi 氏の実験¹⁶⁾によれば、限界深度 t_c より浅い範囲では、

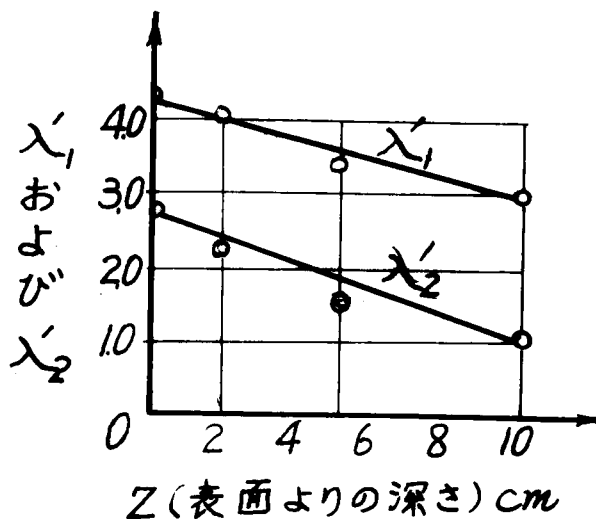
$$K_t = K_o \left(1 + 0.5 \frac{t}{r} \right) \quad \dots\dots (2.66)$$

ここに、 K_t : t なる深さの地盤係数、 K_o : 表面における地盤係数、 t : 表面よりの深さ、 r : 載荷板半径。

で表わされるとしている。この場合載荷板を一定とすれば K_t は t に比例して増大することになる。著者の行つた模型実験でも沈下曲線はほぼ Terzaghi 氏の場合と同様の傾向を示しているから、その類似性から考えると K_t した

がつて λ'_z の値も深さによつて変化することが考えられる。この点に関し実験例によつて検討してみる。鉛直軸上における圧力ならびに沈下の測定値を用いて $P_z - y_z$ 曲線を求め、これより $\lambda'_1 z$, $\lambda'_2 z$ を求めてみると図-2.39

図-2.39 各深度における λ'_1 , λ'_2 の値



のごとくなる。

この図によれば厳密にはある曲線的变化をするようであるが、近似的にはほぼ直線的变化をするものと仮定してよいようである。そこで λ'_1 , λ'_2 と Z に比例して変化するものと仮定すれば、

$$\left. \begin{aligned} \lambda'_1 z &= \lambda'_1 (1 - A_1 Z) \\ \lambda'_2 z &= \lambda'_2 (1 - A_2 Z) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.67)$$

で表わされる。

ここに、 $\lambda'_1 z$, $\lambda'_2 z$: それぞれ深さ Z における特性値、 λ'_1 , λ'_2 : 表面における特性値、 A_1 , A_2 : 基礎状態によつてきまる係数。

ただしこのような変化は Terzaghi 氏の限界深度 t_c の範囲内であり、 t_c は大略 10 cm 程度と考えられるから、本実験の場合にも λ'_1 , λ'_2 は $Z = 10$ cm までは Z に比例して変化し、それより深い箇所ではほぼ一定値すなわち $Z = 10$ cm における値をとるものと仮定してよいようである。本実験の場合では、 $A_1 \approx 0.03$, $A_2 \approx 0.06$ (ただし Z は cm 単位) なる値がえられた。本実験では一部の基礎について実験したのみであるが、もし数多くの基

礎状態についてこのような実験を行い， A_1 ， A_2 などの値を求めておけば基礎状態によつて A_1 ， A_2 の概略値が推定できるから，表面における λ'_1 ， λ'_2 を実験的に求めると任意深さにおける $\lambda'_1 z$ ， $\lambda'_2 z$ の値が推定され，さらに内部における圧力は著者の提案した計算法によつて求めることができるから，これらの値を用いて軸上における沈下を推定することも可能と考えられる。

4.3.3 静的繰返し荷重による沈下に関する考察

本項においては砂利層基礎にある一定の荷重強度 \bar{P} を0より \bar{P} まで逐次増大させ，つぎ \bar{P} より0まで荷重を減少せしめる載荷過程を繰返して行つた場合の基礎の沈下について考察する。静的繰返し荷重による沈下特性についてはすでに4.2.4において実験的な検討を行つたが，ここではこのような場合に生ずる永久沈下について若干の理論的な考察を加えることにした。従来このような繰返しによつて生ずる永久沈下について理論的な考察はほとんど行われていなかったが，谷本博士は側方拘束された砂質土について繰返し圧縮試験を行い，その実験結果を説明するために一つの力学モデルを提案して理論式を導き，実験結果をかなりよく説明しうることを示した。¹⁷⁾

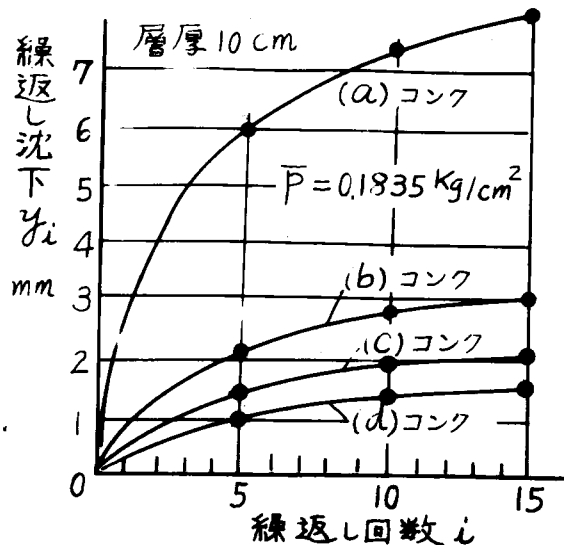
この場合基礎は完全拘束の状態として実験を行つたのでこのとき生ずる沈下は圧縮沈下のみとなり，流動沈下は含まれていないものと思われる。しかし多くの場合基礎は完全な側方拘束状態ではなく，そのため荷重を増大していくと圧縮と同時に載荷板端付近の粒子が次第に載荷板領域外へ流動を生じ，載荷板が剛性であれば一様沈下を生ずるが，この沈下は基礎の圧縮沈下と流動沈下との和であると考えられる。もつとも碎石層で側方拘束度がかなり大きい場合にはほとんど流動は生じないが，荷重強度を増大していくとまず粒子間ゲキが縮少されてある程度沈下の進行状態は落付くが，さらに荷重を増大させるとついに碎石粒子が破碎されて粒子間ゲキを埋めることによつて沈下が進行するという現象も見られ，砂の流動とはほぼ同様の沈下の進行状態がみられるようである。¹⁸⁾

いずれにしても基礎の側方拘束状態が完全でないかぎりかなり大きい荷重強度を繰返して作用させるかまたは荷重強度があまり大きくなくても基礎の拘束度が弱い場合には，繰返し荷重を作用させるとある繰返し回数以後にはほぼ一定量の沈下が生ずる場合もでてくる。

このような場合には前述の流動沈下または破碎沈下がその原因になつているものと考えられる。著者の行つた実験の一例を示せば図-2.4.0のごとくなる。同図ではコンクリート路盤上に粒径10～20mmの碎石を層厚10cmとし，これに10×17cmの載荷板を作用させ， $\bar{P} = 0.1835$ ㌦とした場合の $\gamma_i - i$ 曲線を示している。 γ_i は減荷過程における復元量を差し引いた永久沈下の累積量を表わす。この場合繰返し回数が8回以後では毎回の沈下量はほぼ一定値

図-2.4.0 $y_i - i$ 曲線の例

砂利層 $10 \times 17 \times 15 \text{ cm}$, 非拘束
路盤コンクリート



に近くなり直線的な増加を示している。このような $y_i - i$ 曲線の特性を説明するためには、図-2.4.1に示すような力学モデルにおいて構造抵抗力 $G(y)$ の形をつぎのごとく仮定する。

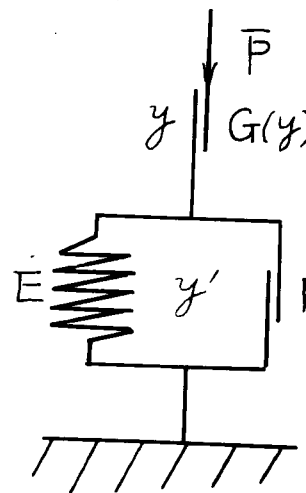
図-2.4.1

$$G(y) = A \frac{y - y_0}{B + y_m - y}$$

$$(y_0 \leq y \leq y_m)$$

..... (2.6.8)

ここに、 A, B : 構造抵抗係数,
 y_0 : 初期沈下, y_m : m 回の繰返しまでに生じた永久沈下量。
弾性要素 E , 摩擦要素 F は単に復元量 y' に関する項であり, 永久沈下 y に関するのは上述の構造抵抗力 $G(y)$ のみであるから以下これについて考察する。



式 (2.6.8) について説明すると, A, B は与えられた基礎である繰返し荷重強度 \bar{P} を作用させた場合の構造抵抗係数を表わし, 一定の \bar{P} に対しては定数とみなされる値である。 A は $y = (B + y_m + y_0) / 2$ とした場合の構造抵抗力を表わす。これに対して谷本博士の仮定した構造抵抗力の式では,

$$G(\varepsilon) = A \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_m - \varepsilon} \quad (\varepsilon_0 \leq \varepsilon < \varepsilon_m) \quad \dots\dots\dots (2.69)$$

式(2.68)と式(2.69)における y と ε は単に記号が異なるのみで内容は同じである。両式の異なる点は式(2.68)では分母に常数項Bが余分に付加されたことである。式(2.69)によれば $\varepsilon = \varepsilon_m$ のときには $G(\varepsilon)$ は無限大となる。したがって沈下は全然進行しなくなり、一定の沈下 ε_m に落付いてもはやそれ以上荷重を繰返しても沈下は生じなくなる。一方式(2.68)においては $y = y_m$ となれば、 $G_m(y_m) = (y_m - y_{m-1}) \times A/B$ となり、ある有限の一定な抵抗力に達し無限大とはならないから、それ以後の \bar{P} の繰返しに対してはたとえ微小であつてもある一定量の沈下を生ずることになる。すなわちこの場合にはある繰返し回数 m における繰返し沈下 y_m を境界として構造抵抗力の形が変つてくることになる。

この関係を式で一般的に書き表わせば、

$$\left. \begin{aligned} G_i(y) &= A \frac{y - y_{i-1}}{B + y_m - y} \quad (y_{i-1} \leq y \leq y_m) \\ G_n(y) &= A/B (y - y_{n-1}) \quad (y_{n-1} \leq y \leq y_n, n \geq m) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.70)$$

$y = y_m$ のときは式(2.70)における両式は $G_m(y_m) = A/B (y_m - y_{m-1})$ となつて一致する。式(2.70)をさらに詳しく書けば、

$$\left. \begin{aligned} G_1(y) &= A \frac{y - y_0}{B + y_m - y} \quad (y_0 \leq y < y_m) \\ G_2(y) &= A \frac{y - y_1}{B + y_m - y} \quad (y_1 \leq y < y_m) \\ &\vdots \\ G_m(y) &= A \frac{y - y_{m-1}}{B + y_m - y} \quad (y_{m-1} \leq y \leq y_m) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.71)$$

m 回以後の繰返しでは、

$$\left. \begin{aligned} G_{m+1}(y) &= A/B (y - y_m) \quad (y_m \leq y \leq y_{m+1}) \\ G_{m+2}(y) &= A/B (y - y_{m+1}) \quad (y_{m+1} \leq y \leq y_{m+2}) \\ &\vdots \\ G_n(y) &= A/B (y - y_{n-1}) \quad (y_{n-1} \leq y \leq y_n) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.72)$$

一方構造抵抗力 $G(y)$ は外力 \bar{P} と釣り合うから、

$$G(y) = \bar{P} \quad \dots\dots\dots (2.73)$$

いま式 (2.73) の関係を式 (2.71) に代入し、初期沈下 y_0 を沈下の基準に
 にとって $y_0 = 0$ とおけば次の関係がえられる。

$$\bar{P} = A \frac{y_1}{B+y_m-y_1} = A \frac{y_2-y_1}{B+y_m-y_2} = \dots\dots\dots = A \frac{y_m-y_{m-1}}{B} \quad \dots\dots (2.74)$$

式 (2.74) の第 1 番目の式より y_1 を求め、これを第 2 番目の式に代入して
 y_2 を求める。以下同一の手順を繰返していけば、 $y_3, y_4, \dots\dots\dots y_{m-1},$
 y_m が次々に求められる。一般に y_i は等比級数の形によつて容易に求められ、
 次式のごとくなる。

$$y_i = (B+y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{\bar{P}+A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \quad \dots\dots\dots (2.75)$$

また m 回以後に生ずる沈下量 $y_n \quad (n \geq m)$ は式 (2.72), (2.73),
 (2.74) を用いて次式で表わされる。

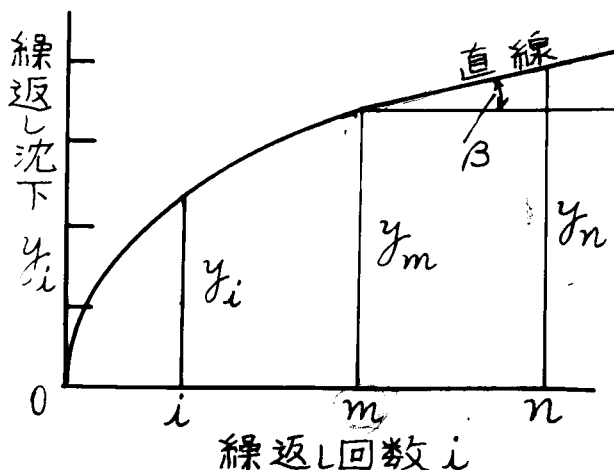
$$y_n = (B+y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{\bar{P}+A} \right)^m \right\} + (n-m) \frac{B}{A} \cdot \bar{P} \quad (n \geq m) \quad \dots\dots\dots (2.76)$$

式 (2.75), (2.76) による沈下曲線は一般に図-2.42 に示すような形
 になる。すなわち m 回

図-2.42 静的繰返し荷重による沈下曲線

までの沈下過程では主
 として粒子間ゲキが圧
 縮される過程を示すが、
 m 回以後では流動沈下
 または破碎沈下の過程
 をとるものと考えられ
 る。以上の式でもし B
 $= 0$ とおけば、

$$y_i = y_m \left\{ 1 - \left(\frac{A}{\bar{P}+A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \quad \dots\dots (2.77)$$



となる。式 (2.77) の
 関係は式 (2.69) の関

係を用いても同様に導かれる。この場合は一般に $A / (\bar{P}+A) < 1$ であるから、 $m \geq 10$

繰返し回数 i が相当大きくなれば $\{A/(\bar{P}+A)\}^i \approx 0$ となつて $y_i \approx y_m$ となり一定の沈下に落付くことになる。いずれにしても $B=0$ の場合には流動沈下は生じないことになる。

また式 (2.75) ~ (2.77) において $\bar{P}=0$ とおけば、繰返し沈下 y_i または y_n はいずれも 0 となつて沈下が生じないことはいうまでもない。

図-2.42に示すような実験結果から流動沈下のこう配 $\tan \beta$ の値を求めると、式 (2.76) から、

$$B/A = \tan \beta / \bar{P} = S \dots\dots\dots (2.78)$$

の値が求まる。したがつて $B = AS$ となるから、これを式 (2.75), (2.76) に代入すれば、

$$y_i = (AS + y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{\bar{P}+A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \dots\dots\dots (2.79)$$

$$y_n = (AS + y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{\bar{P}+A} \right)^{m+1} \right\} + (n-m) \tan \beta$$

$$(n \geq m) \dots\dots\dots (2.80)$$

と書き表わされる。ところが実際の実験曲線では曲線と直線の境界は必ずしも判然としていないから式 (2.79) に実験値を用いて最小自乗法を適用すれば、 $AS + y_m$ 、 A の最確値をうることができる。最小自乗法によつて $AS + y_m = \epsilon_m$ 、 A の値をきめるときの算式はつきのごとくになる。

$$f_i(\epsilon_m, A) = \epsilon_i = \epsilon_m \left\{ 1 - \left(\frac{A}{\bar{P}+A} \right)^i \right\} \dots\dots\dots (2.81)$$

とおき、 ϵ_m 、 A の近似値を $\bar{\epsilon}_m$ 、 \bar{A} とし、 $\epsilon_m = \bar{\epsilon}_m + d\epsilon_m$ 、 $A = \bar{A} + dA$ とおいて最確更正量 $d\epsilon_m$ 、 dA を求めるための観測式は、

$$B_i d\epsilon_m + C_i dA = L_i \quad (i=1, 2, \dots, n) \dots\dots\dots (2.82)$$

ここに、 B_i 、 C_i はそれぞれ $\partial f_i / \partial \epsilon_m$ 、 $\partial f_i / \partial A$ に $\bar{\epsilon}_m$ 、 \bar{A} を代入したもので、

$$B_i = 1 - \left(\frac{\bar{A}}{\bar{P} + \bar{A}} \right)^i, \quad C_i = - \frac{\bar{\epsilon}_m \bar{P}_i \bar{A}^{i-1}}{(\bar{P} + \bar{A})^{i+1}} \left. \vphantom{\frac{\bar{\epsilon}_m \bar{P}_i \bar{A}^{i-1}}{(\bar{P} + \bar{A})^{i+1}}} \right\} \dots\dots\dots (2.83)$$

また $L_i = \epsilon_i - f_i(\bar{\epsilon}_m, \bar{A})$

式 (2.82) より規正式は,

$$\left. \begin{aligned} [Bi Bi] d\epsilon_m + [Bi Ci] dA &= [Bi Li] \\ [Ci Bi] d\epsilon_m + [Ci Ci] dA &= [Ci Li] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.84)$$

以上の諸式を用いて $AS + y_m$, A の最確値が求まれば, y_m の値もきまりこれに相当する境界の繰返し回数 m もきまることになる。

もし繰返し沈下曲線が一定値に落付くような場合には式 (2.77) を用い, 実験値に最小自乗法を適用して y_m , A の最確値をうることができる。

以上の理論式における係数について考えると, 一般的にいつて係数 A は圧密沈下過程における落付きの程度を表わし, A の値が小さい程早く圧密沈下が完了する。同一の \bar{P} に対しては y_m の値が小さい基礎程強固なものといえる。また $\tan \beta$ が小さい程流動沈下の小さい安定な基礎となることはいうまでもない。また B の値も $\tan \beta$ と同様に小さい方が安定した基礎を表わすことになる。しかしこれらの諸係数は著者の行つた実験結果によれば, 与えられた基礎の定数とはならず \bar{P} の値を変えるとそれにつれてその値も変化し, 同一の基礎についていえば \bar{P} を大きくするにつれて各係数の値も増大する傾向が認められる。これらの係数の値について著者の行つた実験結果を例にして検討してみるさきに示した図-2.40 のごとき実験結果から諸係数の値を求めると表-2.10 のようになる。

表-2.10 静的繰返し荷重による沈下における諸係数を
求めた例 ($\bar{P} = 0.1835$ ㎏)

基礎状態	A (%)	B = AS (cm)	$\tan \beta$ (cm/回)	y_m (cm)
(a) コンクリート路盤	0.52	0.03	0.012	0.78
ゴ ム "	1.04	0.11	0.019	2.63
(b) コンクリート "	0.70	0.03	0.008	0.28
ゴ ム "	0.77	0.05	0.011	0.54
(c) コンクリート "	0.69	0.02	0.004	0.19
ゴ ム "	0.82	0.03	0.006	0.46
(d) コンクリート "	0.54	0.01	0.003	0.14
ゴ ム "	0.62	0.01	0.004	0.33

表-2.10についてみると拘束度の大きい安定した基礎程 γ_m , $\tan \beta$ の値は小さくなっていることがわかる。Aの値については余り明確な傾向はうかがえない。これは実験に用いた \bar{P} の値がかなり小さいので、基礎拘束の程度よりも粒子の接触状態による影響がより顕著に現われたものと思われる。つぎにコンクリート路盤とゴム路盤とを比較すれば、 γ_m , $\tan \beta$ の値はいずれもコンクリート路盤の方が小さくなっている。これらの諸系数についてはさらに第4章における軌道構造についての実験結果にも適用して検討を行つてみることにする。

5. 本章の総括

本章においては砂利層の静力学的性質、主として内部の圧力分布の状態ならびに単一載荷過程における荷重と沈下との相関性および繰返し載荷過程における沈下状態などに関して模型実験を行い、その定性的性質を究明するとともにこれらに関して種々の考察検討を行つた。まず圧力分布に関しては従来の計算法が弾性理論をもとにして取扱われているのに対し、砂利層のごとき粒体層といわれる基礎においては弾性体もしくは連続体とはみなしがたいことを強調し、かかる基礎においては一集中荷重がある曲線範囲内に分布されると仮定することが最も実状に即したものとし、この考えをとり入れた一つの新しい圧力分布の計算法を示し、これを矩形載荷板、円形載荷板についての既往の実験値と比較検討した結果はかなりよい一致を示すことが確認され、本計算がかなり妥当なものであることを示した。ついで単一載荷過程における圧力と沈下の関係を実験的に検討し、 $P-\gamma$ の関係はほぼ三つの型すなわち剛性増大型、剛性減少型、剛性一定型に大別されることを示し、それぞれの型に対応した $P-\gamma$ の関係式を提示し、式に用いた係数の工学的意義を明らかにするとともに、表面における $P-\gamma$ の関係からさらに載荷板重心軸上における $P-\gamma$ の関係について検討を行い、非拘束基礎の場合でもある程度内部における沈下を推定しうる可能性のあることを明らかにした。

つぎに静的繰返し荷重が作用した場合の沈下について実験的検討を行い、この場合の沈下現象につき、力学的モデルを用いて理論的考察を行い、誘導した理論式が少くも定性的にはよく実験結果を説明しうることを明らかにし、式に用いた係数の特性を実験結果に適用して検討し、いずれもかなり注目すべき成果を収めることができた。

第2章 参考文献 その他

1) 谷本喜一：粒体層の圧縮に関する一考察，

土木学会論文集，第43号，PP.55-56，昭32.2.

- 2) N N KaHΔayPOB : 粒状質地盤内の応力分布，
土木学会誌，45 - 11，PP. 50 - 51，抄 訳，昭35.11.
- 3) 原口忠次郎，米田正文：土と杭の工学，P 112，昭，26. 9.
- 4) 上 掲， 2)，P. 51
- 5) 上 掲， 3)，P. 112
- 6) 上 掲， 2)，P. 51
- 7) 市原松平：剛性載荷板荷重による砂層中の鉛直増加土圧分布について，
土木学会誌，40 - 4，P. 157，昭30. 4.
- 8) Kögler und Scheidig : Druckverteilung im Baugrunde , Bau'technik , Berlin ,
1927 - 29.
- 9) Tschebotarioff : Soil Mechanics and
Foundations & Earth Structures , P. 207, 1952.
- 10) 上 掲， 7)，P. 34.
- 11) 上 掲， 7)，P. 33.
- 12) 上 掲， 7)，P. 33.
- 13) 最上幸夫：静荷重をうけた砂利層の諸性質について，- 沈下の場合 -
土木学会論文集第46号 PP. 52 - 57，昭，32. 6.
- 14) 上 掲， 1)，P. 54.
- 15) 谷本喜一：締固めによる土中の密度変化について，
土木学会論文集第54号，P. 37，昭 33. 2.
- 16) 上 掲， 3)，P. 99
- 17) 上 掲， 1)，PP. 54 - 56
- 18) 岡部二郎，安山信雄：各種サブバラストの品質形状の研究報告書，
日本保線協会，PP. 31 - 40 昭35. 3.

第 3 章 砂利層の動力学的性質に関する研究

1. 緒 言

砂利層なる基礎材料に関する動力学的性質を明確に把握することは、これが多くの構造物の基礎として使用されているだけに、構造物の動力学的安定を論ずるに当っては必要欠くべからざることはいまさらいうまでもない。それにもかかわらずこの方面の研究はきわめて例が少く、ほとんど白紙の状態にあったといえる。近時鉄道の高速度化が計画実施されるにいたり、軌道構造の動力学的強度の問題が重要視され、軌道構造の弱点の一つとして道床の動力学的強度の問題がとりあげられ、まずその動力学的性質について研究が進められ、ある程度研究成果が収められた。

しかしながら砂利層が動的作用をうけた場合の変形はきわめて複雑であつてその理論的な解明はかなり困難であると考えられる。これは砂利粒子の複雑性あるいは不規則性がその主因をなしていると考えられるが、また他の多くの諸因子すなわち動的荷重の自重、接面形状、起振力、振幅、加速度、振動数などの振動条件および下部路盤の性状、さらに砂利層自身の突き固めの程度、粒度組成、粒子の接触状態、基礎の拘束程度などが変形に影響を及ぼすものと考えられるからである。

本章においてはすでに前章に述べた種々の砂利層基礎状態に対して振動荷重を作用させ、まずその振動状態をしらべるとともに表面ならびに載荷板重心軸上の振動沈下量を測定し、振動要素と振動沈下との関連性について模型実験によって検討し、その定性的な傾向を把握するとともにこれに対して若干の考察を加えることにした。

ついで衝撃的荷重が基礎に加えられた場合の変形特性についても模型実験を行い、その定性的な傾向を把握するとともにこの場合の変形機構に対して若干の理論的考察を行った。従来砂質土に関して行われたこの種の実験的研究¹⁾によれば、 $\alpha = (\text{振動部重量}) / (\text{起動力})$ とした場合、 $\alpha > 1$ と $\alpha < 1$ の場合では砂層の変形機構が著しく異なり、 $\alpha < 1$ の場合には振動機が跳躍するから一種の衝撃作用を基礎に与えることになり、この場合については衝撃エネルギーと衝撃沈下との関係を理論的に求めることができるが、 $\alpha > 1$ の場合は連続的な振動の影響によって粒間摩擦力が低下し、比摩擦の変化が振動沈下に密接な影響を及ぼすものと考えられ、このときの振動要素と振動沈下との関連性を理論的に導くことは一般に困難であると考えられる。

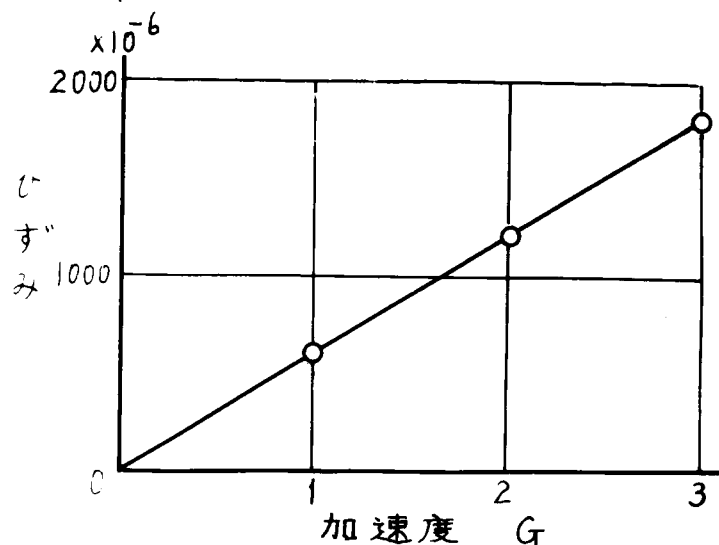
しかしこれまでの実験的研究²⁾の結果によれば、この場合振動加速度と振動沈下との間にはかなり密接な関連性のあることが実験的に見出されている。そこで著者は自身による模型実験の結果ならびに以上の研究結果などを総合して、振動沈下ならびに衝撃沈下などの現象に対し、独自の考察を加えて理論式を導き、これらが定性的にはよく実験結果の傾向を説明しうることを明らかにし、理論式に用いた係数の特性についても実験結果によって検討を加えた。

2. 模型実験の概要

実験に用いた砂利層基礎の種別は静的実験に用いた表-2.1 とほぼ同様である。これらの基礎上に振動荷重を作用させてこのときの振動特性や変形状態を測定した。また一方一定の落重を種々の高さから自然落下させて基礎に衝撃エネルギーを与えてこのときの変形状態についてしらべた。振動荷重として用いた小型起振機の諸元はつぎのとおりである。

起振機底面積 $10 \times 17 \text{ cm}$, 重量 5.7 kg , 偏心おもりの重量 154 g , その回転半径 24 cm , $1/8 \text{ HP}$ のモーターの回転を Flexible Shaft によつて起振機に伝え, 偏心おもりを対向に回転せしめるものである。この小型起振機を用いて振動を与え, 最初の 30 秒間は $5 \sim 10$ 秒ごとに振動を停止して起振機重心部の沈下をダイヤルゲージによつて測定した。それ以後では 30 秒 ~ 1 分間ごとに沈下の測定を行った。発振停止の際には多少振動条件を乱すことになるが, 各実験ともほぼ同一条件で行ったから, 定性的な実験としてはほぼ差支えないものと思われる。振動沈下の測定と同時に起振機にとりつけた小型加速度計を DS-6P 型ヒズミ計 (新興通信 K. K. 製) につなぎ, これをブラウン管オシロによつて拡大写像せしめて加速度の測定を行った。この小型加速度計は BA-3G-120 Q (新興通信 K. K. 製) で主要諸元はつぎの通りである。寸法 $20 \times 20 \times 18 \text{ mm}$, 減衰係数 0.7 , 固有振動数 40% , 測定範囲 $\pm 3\text{G}/1740 \times 10^{-6}$, 適用温度範囲 $0 \sim 60^\circ \text{C}$ である。この加速度計の検定曲線は図-3.1 に示すとおりで, ほぼ直線性が満足されている。またゴム路盤の場合で振幅がかなり大きい場合には照査のためアスカニヤ型手持振動計 (吉田精機製作所製) によつて振動記録をとり, これより加速度を計算して前記加速度計による加速度と比較したが, 両者はほぼ一致した値を示

図-3.1 加速度計の検定曲線



した。また回転数はハスラーの回転計で測定し、電圧を加減して常に一定の回転数を保つようにした。同一基礎については5回の測定を行い、その平均値によって沈下を代表せしめた。また基礎の振動特性を明らかにするために前記の手持振動計を用いて共振曲線の記録をとった。つぎに衝撃荷重による実験では自重 6.2 Kg, 底面積 $10 \times 17 \text{ cm}$ の鉄板を 1, 3, 5, 7.5, 10, 15 cm の各高さから自然落下せしめ、このときの表面沈下および一部の基礎については鉛直軸上各深度における沈下量を測定した。また静的繰返し荷重の場合と同様に衝撃作用についても一定の衝撃エネルギーを繰返して作用させ、このときの繰返し沈下量を測定した。

3. 振動沈下に関する研究

3.1 概 説

砂利層の動力学的性質を究明する必要性についてはすでに述べたとおりであるが、動力学的性質としてとくに究明を要する点はつぎの2項にあると考えられる。すなわち

- a) 砂利層の振動性状を明らかにすること。
- b) 砂利層の変形機構すなわち主として永久沈下を生ずる機構を究明すること。

以上の2項はいずれも砂利層基礎にある構造物の動力学的安定を論ずるに当っては是非とも明確に把握しなければならない問題である。これらの事項に関してはすでに各種の研究³⁾が発表されており、ある程度の研究成果が収められているが、まだ実験資料も比較的少いのでなお検討すべき点も多いものと考えられる。そこで本研究において従来検討不十分と思われる点に重点をおいて実験的研究を進めることにした。

3.2 砂利層の振動性状

さきに著者らは砂利層の振動性状について実験的研究を行い、定性的に2, 3の点を明らかにした。⁴⁾それによれば、

- 1) 砂利層の振動特性は非線型であつてバネ特性曲線は荷重状態すなわち静荷重の大きさ、荷重接触面積および形状、偏心重量などによつて異なつた曲線形をなす。
- 2) バネ特性曲線は近似的に Den Hartog の方法⁵⁾によつて次式で表わされる。

$$f(a) = Ma\omega^2 + mra\omega^2 \dots\dots\dots (3.1)$$

ここに、 a : 非線型振動を近似的に線型振動におきかえ^たときの振幅、 M : 加振機底面単位面積当りの振動部分の質量、 m 、同上偏心質量、 ω : 角振動数、 r : おもりの回転半径。式(3.1)より動的地盤係数は $f'(a)$ によつて求められ、この方法は動力学的計算に用いる動的弾性係数の一測定法に用いられる。

- 3) 一般に動的地盤係数は静的なものより大きい値を示す。

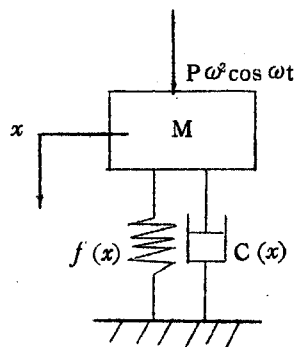
などの諸点を明なかにした。今回行った実験では主として振動沈下と振動性状との関連性を検討するのが目的であるが、このためにはまず振動性状を明らかにしておく必要がある。このような意味で振動性状に関する実験を実施した。以下これについて述べる。砂利層のごとき複雑な性質を有する基礎においては一般にその振動を厳密に取扱うことはきわめて困難であるから最も簡単化した振動系のモデルにおきかえて取扱うことにする。すなわち

図— 32 に示した振動系を考える。

図— 32 砂利層の振動学的モデル

基礎は一般に非線型であるから、このときバネ常数、減衰係数は振幅 x の関数で表わされるものとすれば、振動方程式は次式で表わされる。

$$M\ddot{x} + C(x)\dot{x} + f(x) = P\omega^2 \cos \omega t \quad \dots\dots\dots (3.2)$$



ここに、 M ：起振機、基礎の振動部質量を含めた単位面積当りの振動質量、 $C(x)$ ：単位面積当りの減衰係数で振幅 x の関数であるとする、 $f(x)$ ：同上基礎のバネ力、 $P\omega^2$ ：単位面積当りの強制力で $P = mr$ を表わす。

ただし m は単位面積当りの偏心質量であり、 r はその回転半径を表わす。本実験では強制力は角振動数 ω の自乗に比例する型である。

この場合は振動は非線型ではあるが、その非線型度は比較的小さいので近似的には相当減衰係数、相当角振動数あるいは相当バネ常数の概念を導入すれば線型的取扱いが可能となる。⁶⁾ これらの概念を用いて式 (3.2) を書きかえると、

$$\ddot{x} + 2\alpha_e \dot{x} + \nu_e^2 x = q\omega^2 \cos \omega t \quad \dots\dots\dots (3.3)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \alpha_e &= Ce/2M, & \nu_e^2 &= f(x)/Mx \\ q &= mr/M \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3.4)$$

式 (3.3) を線型として解けば、周知のごとくつぎの定常解がかえられる。

$$x = a \cos(\omega t - r) \quad \dots\dots\dots (3.5)$$

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{q\omega^2}{\sqrt{(\nu_e^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha_e^2 \omega^2}} \\ r &= \tan^{-1} \frac{2\alpha_e \omega}{\nu_e^2 - \omega^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3.6)$$

$da/d\omega = 0$ の条件より、共振振幅 a_{max} および共振振動数 ω_r を求めると、つぎのご

とくなる。

$$\left. \begin{aligned} a_{\max} &= \frac{q \nu e^2}{2 \alpha e \sqrt{\nu e^2 - \alpha e^2}} \\ \omega_r &= \frac{\nu^2 e}{\sqrt{\nu^2 e - 2 \alpha e}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.7)$$

したがって予め共振曲線を実験的に求めておくと a_{\max} , ω_r の値が既知となるから式 (3.7) の関係を用いて逆に $\nu^2 e$, αe の値を計算することができる。すなわち a_{\max} , ω_r を既知数として上式を解けば,

$$\left. \begin{aligned} \nu^2 e &= \omega_r^2 \sqrt{1 - (q/a_{\max})^2} \\ \alpha e &= \nu e \sqrt{(1 - \nu^2 e / \omega_r^2) / 2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.8)$$

式 (3.8) によつて $\nu^2 e$ が求まれば, 式 (3.4) より,

$$f(x) = M x \nu^2 e \dots\dots\dots (3.9)$$

としてバネ力が計算される。共振曲線においては a_{\max} , ω_r の値がこの振動の重要な特性を表わすものと考えれば,

$$f(a_{\max}) = M a_{\max} \nu^2 e \dots\dots\dots (3.10)$$

はある振動力に対してその基礎が発揮しうる最大バネ力を表わす。q および M の値を種々に変化させた場合の共振曲線をかき, これに対応する $\nu^2 e$, αe , $f(a_{\max})$ などの値を求めて図示すれば近似的に非線型振動の特性を把握することができる。Ke を相当バネ常数とすれば, $Ke = M \nu^2 e$ であるから $\nu^2 e$ が求まれば Ke も容易に求められる。Ke, αe の値を, 2, 3 の基礎について求めた例を図 - 3.3 ~ 3.10 に示した。

図-3.3 強固路盤の共振曲線測定例

砂利層 $10 \times 17 \times 5 \text{ cm}$, 路盤コンク

リート, 起振機自重 4.21 Kg

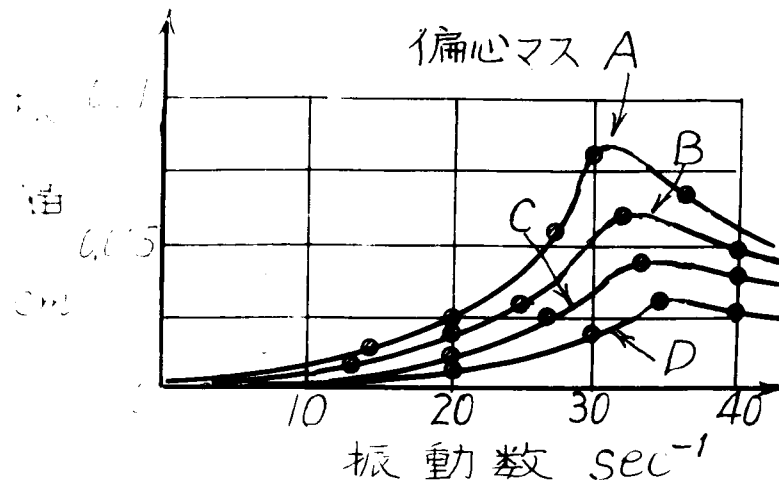


図-3.4 軟弱路盤の共振曲線測定例

砂利層 $10 \times 17 \times 5 \text{ cm}$, 路盤ゴム

ツド, 起振機自重 4.21 Kg

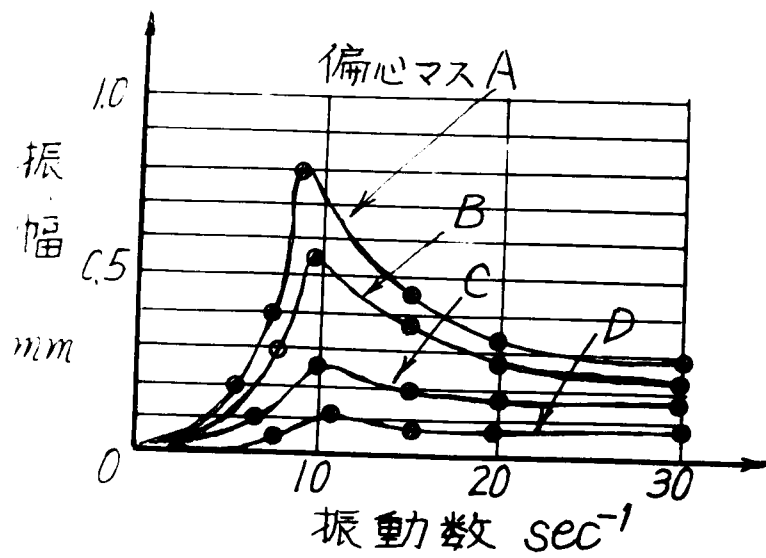


図- 3. 5 強固路盤の K_e を求めた例

偏心マス A

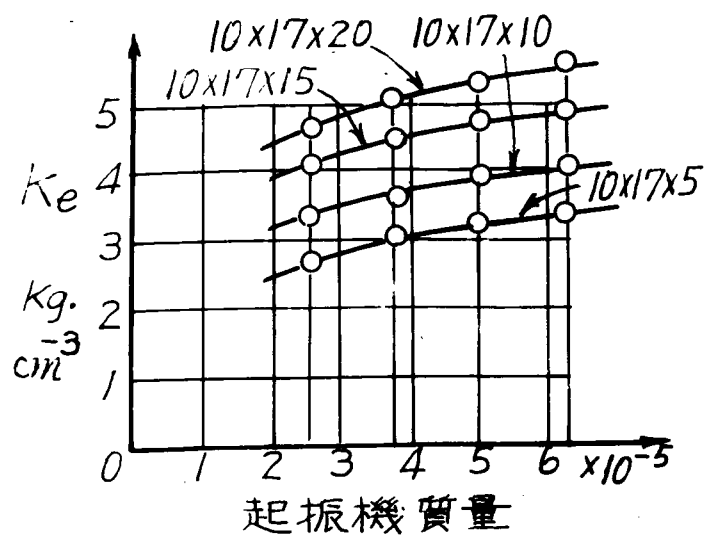


図- 3. 6 強固路盤の α_e を求めた例

偏心マス A

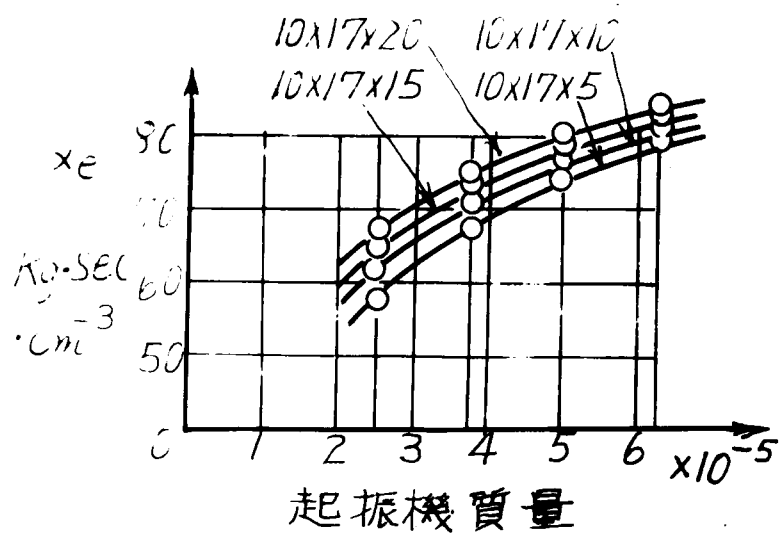


図-3.7 軟弱路盤の K_e を求めた例
偏心マスA

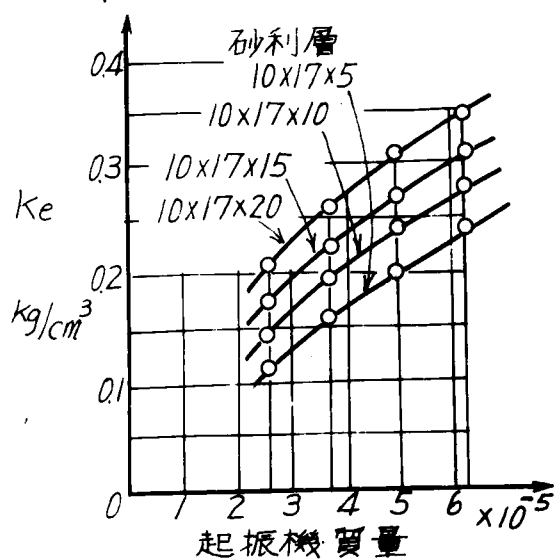


図-3.8 軟弱路盤の α_e を求めた例
偏心マスA

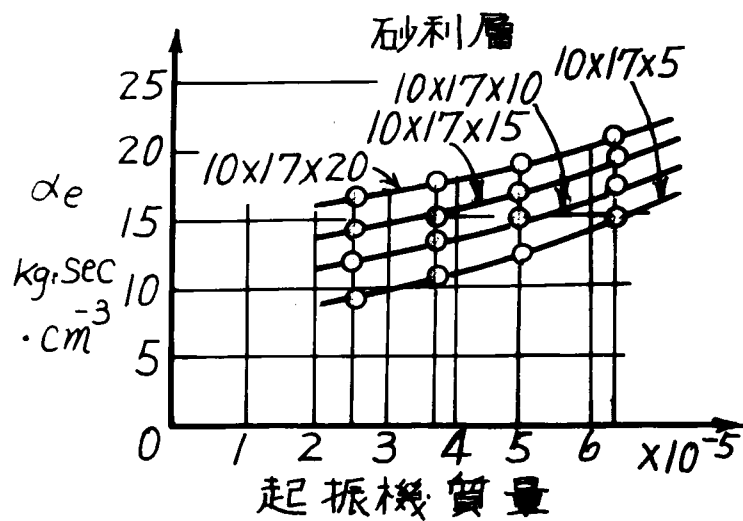


図- 3.9 軟弱路盤の K_e を求めた例

砂利層 $10 \times 17 \times 5 \text{ cm}$

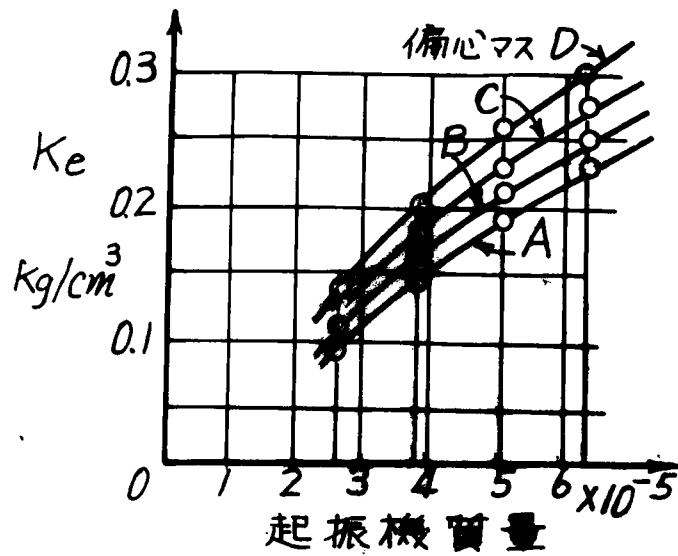
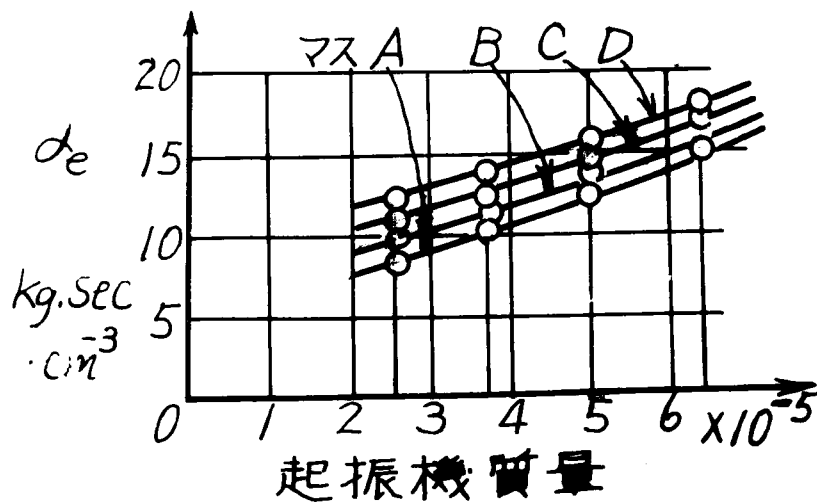


図- 3.10 同 α_e を求めた例

砂利層 $10 \times 17 \times 5 \text{ cm}$



図— 3.3, 3.4 の共振曲線で偏心マス A, B, C, D とあるのはそれぞれ次の値をもつものである。

区 分	偏心重量 (g)	回転半径 (cm)
A	61.6	2.4
B	31.6	3.3
C	30.0	1.5
D	4.5	3.3

これらの実験結果をみると相当バネ常数 K_e および相当減衰係数 α_e はともに安定した基礎程その値が大きく、起振機自重を増す程振動は安定するので K_e , α_e とも大きくなることがわかる。砂利層基礎の振動は一般に非線型に属するのでこれを最も簡単に取扱う方法として相当減衰係数、相当バネ常数を用いて線型的取扱いをなし、実験による共振曲線を利用して α_e , K_e の値を求める方法について述べ、これを 2, 3 の基礎に適用したが、その結果からつぎのような結論がえられた。

- 1) 図— 3.3, 3.4 に示した共振曲線をみれば、路盤の硬軟にかかわらず砂利層の振動特性は非線型に属し、強固路盤では固有振動数が 30 sec^{-1} 前後であるのに対し、軟弱路盤では路盤自身の固有振動数の影響が大きく、本実験では 10 sec^{-1} 前後となり、両者では著しい相違がみられる。
- 2) α_e , K_e の値はともに層厚、起振機自重を増す程増大する傾向があり、強固路盤では軟弱路盤より相当大きい値を示す。
- 3) 特定の基礎について考えると、偏心おもりが小さい程、また起振機自重が大きい程 α_e , K_e は増大するが、偏心おもりの変化による影響は比較的小さい。
- 4) 軟弱路盤の場合は砂利層の厚さを増す程共振振幅が小さくなり、振動に対して安定な基礎を形成するが、その厚さには一定の限度があるようである。本実験においては厚さ 15 cm と 20 cm とでは共振振幅にほとんど相違がみられなかった。

以上が本実験における砂利層の振動性状についての実験結果からえられた結論であるが、振動問題を一般に取扱う場合、振動質量をいかにとるかが問題になるが、本実験ではさきに著者らが発表した方法⁷⁾によった。振動質量のとり方については最近後藤博士が注目すべき研究を発表されている。⁸⁾

3.3 振動沈下に関する考察

本章第 2 節に述べた実験要領にしたがって各種の砂利層基礎について振動沈下の測定を行ったが、その実験結果の例を示せば、図— 3.11 ~ 3.14 のごとくなる。

図- 3.11 振動沈下-時間曲線

基礎 (a), 路盤ゴム, 層厚 10 cm
起振機自重 3.5 kg, 偏マス A

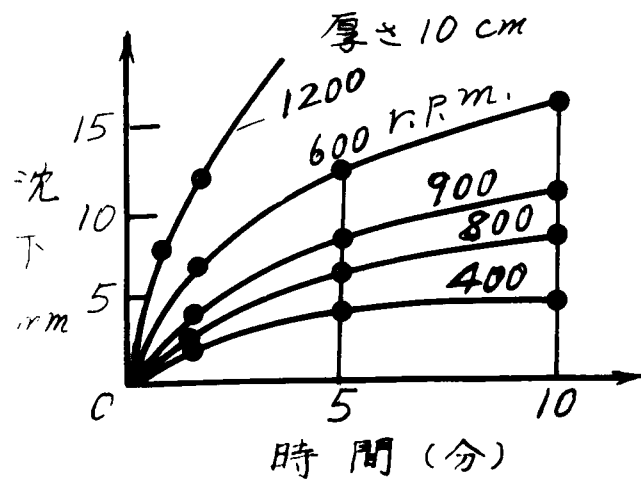


図- 3.12 振動沈下-時間曲線

基礎 (b), 路盤ゴム, 層厚 10 cm
図- 3.11 に同じ

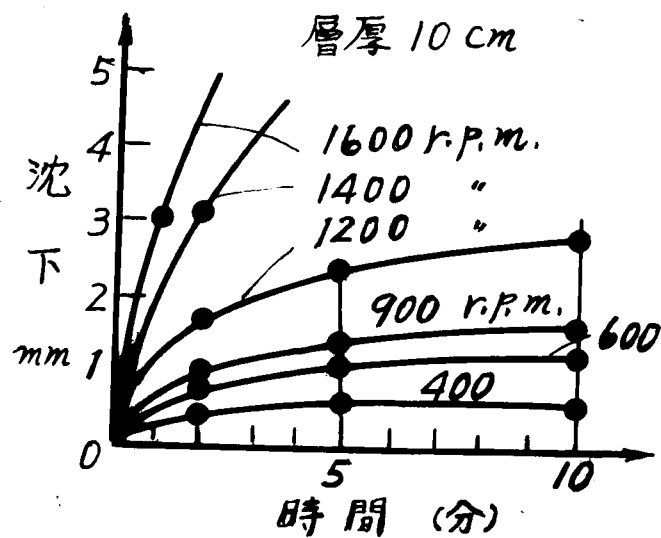


図- 3.13 振動沈下-時間曲線

基礎 (e), 路盤コンクリート,
層厚 10 cm
図- 3.11 に同じ

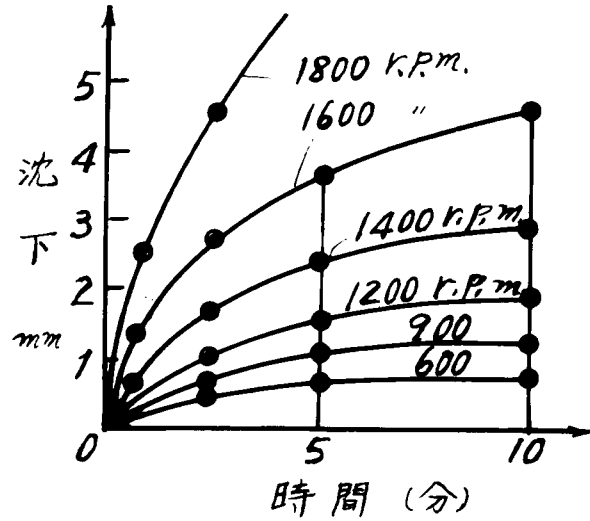
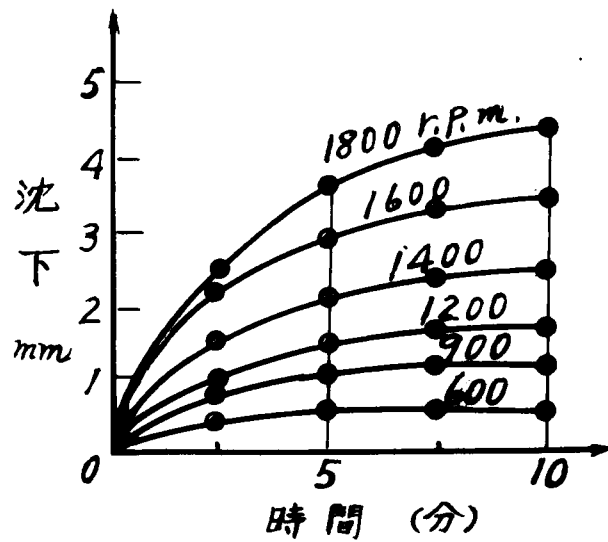


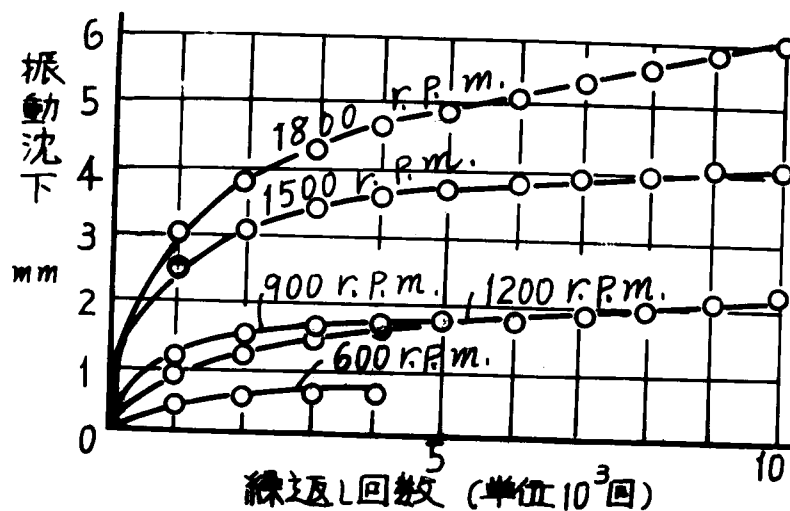
図- 3.14 振動沈下-時間曲線

基礎 (d), 路盤コンクリート,
層厚 10 cm
図- 3.11 に同じ



これらの図をみると振動沈下は時間的経過によって変化し、振動初期において沈下ははなはだしく時間の経過とともに増加の割合が減少し、ある程度時間が経過すればほぼ一定の割合で直線的に増加する傾向が認められる。すなわち振動初期においては砂利層の粒子間ゲキが縮小されると同時に載荷板領域外への粒子の移動を生じ、このため大きい沈下を生ずるものと考えられる。いいかえれば振動初期においては圧密沈下と流動沈下とが共存する過程であり、圧密沈下は時間の経過とともに粒子間ゲキが次第に密になるために減少して平衡状態に達し、それ以後は単に流動沈下のみが生ずることになるものと考えられる。図-3.11～3.14においては振動沈下と時間との関係を図示したものであるが、さらにこの結果から振動沈下と振動の繰返し回数との関係をしらべてみると図-3.15に示すごとくなる。この場合も沈下曲線の傾向としては全く前の場合と同様である。

図-3.15 振動沈下と繰返し回数との関係
層厚10cm 路盤コンクリート基礎状態(d)



以上のような沈下曲線の傾向は従来道床に関して行われた実験的研究の結果⁹⁾ともほぼ一致している。これらの実験においては振動沈下曲線をつぎの実験式で表わした。すなわち、

$$y = C_1(1 - e^{-\alpha x}) + \beta x \quad \dots\dots\dots (3.11)$$

ここに、 y ：振動沈下量 (mm)， C_1 ：終局の圧密沈下量 (mm)， x ：振動繰返し回数 (万回)， α 、 β ：道床の動的沈下係数で α は圧密沈下の落付きの程度を表わし、 β は流動沈下の程度を表わしたものである。また岡部教授によれば、 β は実験的に次式で表わされる。¹⁰⁾

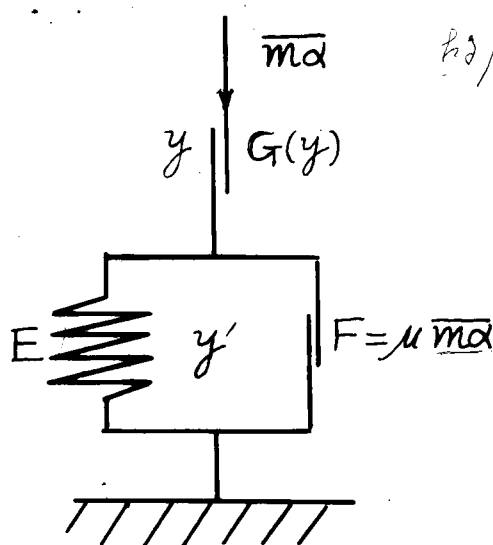
$$\beta = m(P\alpha - n) \quad \dots\dots\dots (3.12)$$

ここに、 β ：振動沈下の流動こう配、 P ：振動体の静的荷重強度、 α ：道床の加速度、 m 、 n ：与えられた振動条件によってきまる係数。式（3.11）、（3.12）によれば振動沈下は振動体の重量と加速度の積に密接な関連性をもつことがわかる。しかし前記の式は実験式であって、圧密沈下の項に対してはなんら振動要素の影響が加味されていないのはやや不十分であると考えられる。そこで著者は振動沈下現象に対して簡単な仮定のもとに理論的考察を行い、えられた理論式の関係が定性的にはよく実験結果を説明しうることを見出した。以下これについて述べることにする。

この方法では振動沈下の現象に静的繰返し沈下の理論を適用するのである。すなわち図— 3.16 に示す力学的モデルを仮定する。

図— 3.16 振動沈下の力学的モデル

ここで m は振動体の単位面積当りの質量を表わし、 α は振動体の振動加速度である。もちろん加速度 α は上下方向に作用するが、振動沈下を生ずるのは慣性力 $m\alpha$ が下向きに作用する場合である。すなわちここでは振動沈下は下向きの慣性力 $m\alpha$ が繰返して作用することによって生ずるものと仮定する。したがって振動沈下の場合には $m\alpha$ が静的繰返し沈下にお



ける荷重強度 P に相当するわけである。静的繰返し荷重の場合と振動沈下の場合では、振動時においては粒間摩擦力が低下するという静的な場合と異なった性質をもつことを考慮すれば、力学的モデルにおける構造抵抗力 $G(y)$ 、弾性要素 E 、摩擦要素 F などの値はそれぞれ異なるものと考えなければならない。いまの場合永久沈下を対象としているのであるから復元量 y' に関する要素 E 、 F については考慮しないこととし、構造抵抗力 $G(y)$ のみについて考える。しかるときはさきに第2章4.3.3において述べた静的繰返し沈下に関する理論はこの場合にもそのまま適用され、構造抵抗力 $G(y)$ を式（2.68）で仮定すれば、理論式の関係は単に P の代りに $m\alpha$ をおきかえたものを用いればよいから、振動沈下に対しては以下の諸式が成立する。

$$G_i(y) = m\alpha \quad \dots\dots\dots (3.13)$$

構造抵抗力 $G(y)$ に対しては式（2.70）～（2.72）がそのまま適用される。

振動沈下 y に対してはそれぞれ次式が成立する。

$$y_i = (B + y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{m\alpha + A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \quad \dots\dots\dots (3.14)$$

$$y_n = (B + y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{m\alpha + A} \right)^m \right\} + (n - m) \frac{B}{A} \cdot m\alpha$$

$$(n \geq m) \quad \dots\dots\dots (3.15)$$

また $B/A = \tan \beta / m\alpha = S \quad \dots\dots\dots (3.16)$

式 (3.16) を用いると式 (3.14), (3.15) はそれぞれつぎのごとく書きかえられる。

$$y_i = (AS + y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{m\alpha + A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \quad \dots\dots\dots (3.17)$$

$$y_n = (AS + y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{m\alpha + A} \right)^m \right\} + (n - m) \tan \beta$$

$$(n \geq m) \quad \dots\dots\dots (3.18)$$

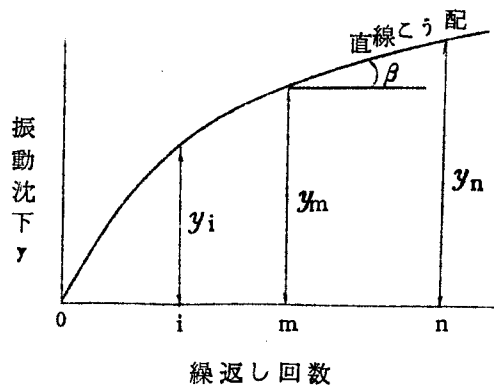
また振動沈下がほぼ一定値に落付く場合すなわち振動がごく小さい場合には $B = 0$ とおいて,

$$y_i = y_m \left\{ 1 - \left(\frac{A}{m\alpha + A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \quad \dots\dots\dots (3.19)$$

で表わされる。式 (3.17) および (3.18) で表わされる振動沈下 y_i と繰返し回数 i との関係を図示すれば一般に図-3.17に示すようになる。この図に示した振動沈下曲線の傾向はさきに示した著者の実験例図-3.15の傾向とかなりよく一致している。

したがって以上に求めた理論式の関係は砂利層の振

図-3.17 振動沈下 y_i と繰返し回数 i との関係



*m station
= 10^2 m*

動沈下現象をかなりよく説明しうるものと考えられる。そこで表-2.1 に示した基礎で層厚 10 cm , 路盤コンクリートの場合の振動沈下曲線から理論式に用いた諸係数の値を最小自乗法によって求めた例を示せば、表- 3.1 に示すごとくである。

表- 3.1 振動沈下係数を求めた例

振動数 1200 r. p. m , 層厚 10 cm , 路盤コンクリート, 起振機自重 3.5 Kg , 底面積 10×17 cm , 偏心重量 61.6 g , 回転半径 2.4 cm ,

基礎区分	A (Kg/cm ²)	B (cm)	S (cm ² /Kg)	$\tan \beta$ (cm/1000回)	y_m (cm)
(a)	0.0017	0.22	131.4	0.108	1.45
(b)	0.0025	0.05	19.4	0.016	0.27
(c)	0.0033	0.02	7.3	0.006	0.24
(d)	0.0037	0.02	4.8	0.004	0.20

表- 3.1 によれば、基礎の拘束度が大きい程、B, S, $\tan \beta$, y_m などの値は小となり安定した基礎となることがわかる。Aの値は逆に大となり、かえって落付きの程度は逆の関係となっている。これらの大略の傾向は静的繰返し沈下の場合について求めた係数とほぼ同様の傾向を示している。なおこれらの係数についてはさらに第4章の軌道構造における実験結果の場合についても検討を行うことにする。

以上においては砂利層表面における振動沈下について述べたが、つぎに起振機重心鉛直軸上に生ずる振動沈下の測定を行ったのでこれについて若干の検討を進める。このときの測定例を示せば、図- 3.18 ~ 3.20 のごとくなる。

図- 3.18 起振機重心軸上の振動沈下測定例

基礎状態(a), 層厚 15 cm, 路盤コンクリート繰返し回数 3600 回

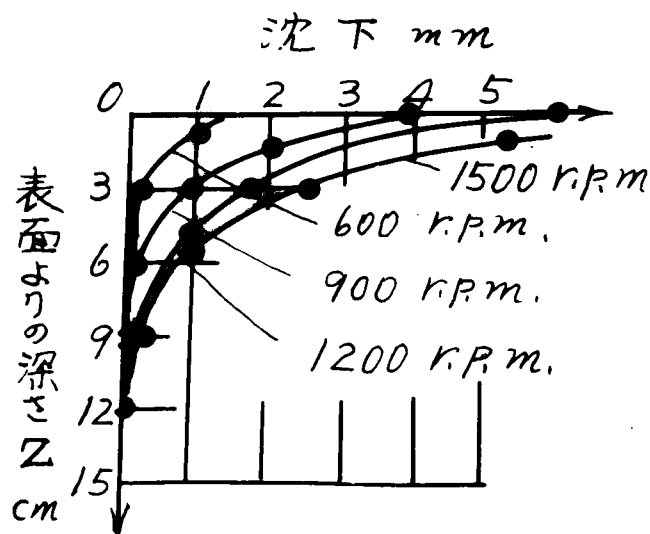


図-3.19 起振機重心軸上の振動沈下測定例

基礎状態(c), 層厚 15 cm, 路盤コンクリート繰返し
回数 3600 回

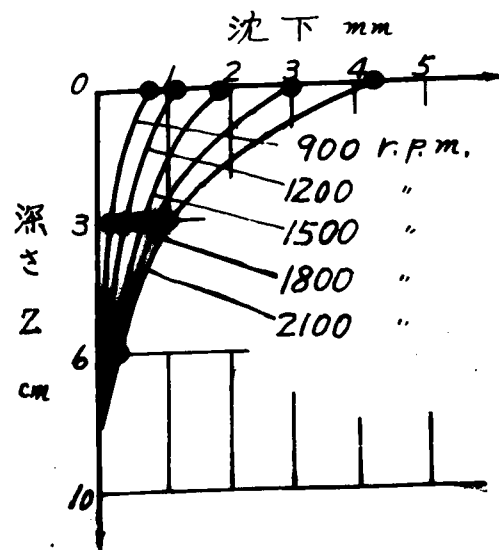
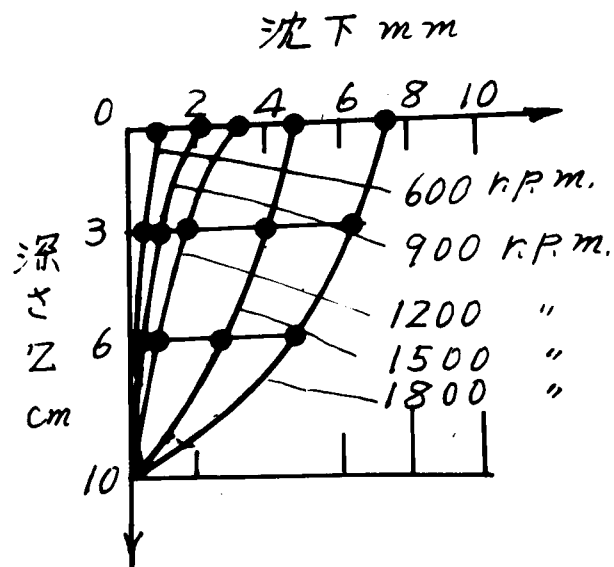


図-3.20 同上

基礎状態(c), 層厚 1.0 cm, 路盤ゴム繰返し回数
3600 回



これらの実験例から重心軸上における振動沈下について若干の結論を述べると、およそつぎのごとくである。

砂利層内部における振動沈下ははなはだ複雑であるが、その一般的な傾向について述べると、

- 1) 非拘束基礎では表面沈下がきわめて大きい場合でも $Z = 3 \text{ cm}$ 付近ではかなり小さい値となり、それより深さとともに漸減する傾向を示している。このことは非拘束基礎の表面沈下は主として起振機に接する直下の端部付近の砂利粒子が流動によって側方へ逸出することによって生ずるものと考えられる。かくして大きい加速度の振動が作用する場合には起振機直下端部付近の粒子が次々に外方へ流動して振動沈下が促進される。したがってこのような場合には $Z = 3 \text{ cm}$ の箇所でも振動沈下の促進につれてある程度繰返し回数が多くなると急激に振動沈下が増大してくることが実験的にも認められた。

強固路盤の場合には $Z = 3 \text{ cm}$ より深い箇所の沈下は微小であつて層厚 15 cm の場合には $Z = 10 \text{ cm}$ ではほとんど 0 となり、 $Z = 3 \sim 10 \text{ cm}$ の間はほぼ直線的に変化する。つぎに軟弱路盤の場合には表面振動の影響がかなり深部まで波及し、コンクリート路盤の場合にくらべると各深度の沈下量は相当大きく、 $Z = 3 \text{ cm}$ で $2 \sim 6 \text{ mm}$ 程度であり $Z = 7.5 \text{ cm}$ でもこれよりやや小さい程度で $Z = 7.5 \sim 15 \text{ cm}$ までは漸減していく傾向が認められた。

- 2) 拘束基礎の場合には砂利粒子の流動がかなり防止されるので基礎は相当安定しており、一般に表面沈下も小さい。路盤の硬軟による影響は非拘束の場合とほぼ同様の傾向を示し、コンクリート路盤では $Z = 3 \text{ cm}$ 付近で沈下は 1 mm 程度、 $Z = 7.5 \text{ cm}$ ではほとんど 0 となり、その間はほぼ直線的变化を示している。これに対してゴム路盤では表面より $Z = 6 \text{ cm}$ 付近までは直線的に漸減し、それより深い部分では低振動の場合はほぼ直線的、かなり大きい振動の場合は指数関数的に減少するようである。また表面における振動沈下が大きい場合には $Z = 6 \text{ cm}$ 付近でも表面値の $60 \sim 75\%$ 程度の振動沈下を生ずる。またコンクリート路盤では層厚の増大が振動沈下に及ぼす影響は余り変わらないが、ゴム路盤の場合には層厚を大とする程、表面振動の加速度が減少し、それにつれて内部沈下も小さくなる。

以上のように重心軸上の振動沈下は相当複雑であつて大略の傾向は把握できるが、これを解析することはかなり困難のようである。

3.4 本節の結論

本節においては砂利層基礎に振動荷重が作用した場合の振動特性をしらべるとともにそれによつて生ずる振動沈下を測定して振動特性と振動沈下との関連性について検討と考察を行い、従来は単に実験式として求められていた両者の関係にある程度理論的に説明しうることを明らかにした。以上の実験的研究の結果を要約すると

つぎのとおりである。

1. 振動性状

- (1) 一般に砂利層の振動性状は下部路盤の振動性状によって大きい影響をうけ、砂利層の厚さが小さい程その影響は著しい。したがって軟弱路盤では厚さをある程度増大することは基礎全体としてバネ常数を増し、振動に対してより安定な基礎となる。
- (2) 強固路盤の場合には軟弱な場合にくらべて振幅はきわめて小さくなり、したがってバネ常数も大きい値を示し、振動に対して著しく安定した基礎となる。
しかし突き固めの不十分な非拘束基礎では層厚^がを増せばかえって流動に対する抵抗が減少して振動沈下が増大する。したがってこのような場合には予め基礎を十分突き固めておくことが重要である。
- (3) 砂利層の振動特性は一般に非線型に属し、剛性減少型のバネ特性を示すが、その非線型度は比較的小さいので相当減衰係数、相当バネ常数の考えを用いると線型的に取扱うことができる。これらの係数は共振曲線を実験的に求めることによって決定することができる。

2. 振動性状と振動沈下との関係

- (1) 振動性状と振動沈下との関係は一般にきわめて複雑であつてこれを厳密な方法で解析することは困難である。しかし実験の結果によると振動諸要素のうち振動加速度と振動沈下の間にはかなり密接な関連性が認められ、また起振機の自重の大小も振動沈下にかなりの影響を与える。そこで最も簡単な方法として起振機の単位面積当りの質量 $m = W/Fg$ (F : 起振機の底面積) を考え、これに加速度 α を乗じた $m\alpha$ なる量すなわち振動時の慣性力を考え、この慣性力の繰返し作用によって振動沈下が生ずるものと仮定すれば、静的荷重の繰返しによる沈下の理論を適用して振動沈下 y_i と振動要素 $m\alpha$ との関係を理論的に表わすことができる。かくして両者の関係は式 (3.17), (3.18) によって求められ、本式による一般的傾向はよく実験結果を説明しうることが判明した。理論式に用いた諸係数 $A, B, S, \tan \beta, y_m$ などについていえば、 A は振動初期における圧密沈下の落付きの程度を表わし、 A の値が小さい程早く圧密過程が完了する。一般に振動を大きくすると、すなわち $m\alpha$ が大きくなると A の値も増大する傾向が見られるが、 A の値は最初における基礎の突き固め状態によって当然その値が変化するので実際上から考えると余り重要な意味をもたず、むしろ流動こう配 $\tan \beta$ の値が重要となる。つぎに $B, S, \tan \beta, y_m$ などの係数は一般に振動沈下に対して安定な基礎程これらの値が小さくなる。
- (2) 載荷板重心鉛直軸上各深度における振動沈下ならびに加速度の測定を行つたが、加速度は表面における起振機振動の加速度に比して著しく小さく、その正確な測定値がえられなかつたので、各深度における $y_i - m\alpha$ の関係は明確にす

ることができなかった。しかし振動沈下の各深度における分布状態を繰返し回数 3600 回の場合について検討したところでは砂利層中における振動沈下はかなり複雑なようである。大略の傾向として強固路盤では振動沈下はごく表面付近に限られ、 $z = 3 \text{ cm}$ 以下の深い所ではその値は小さく、軟弱路盤の場合には表面振動の影響がかなり深部まで波及するためにかかなり深い箇所でも振動沈下は相当大きい値を示した。

4. 衝撃沈下に関する研究

4.1 概 説

前節においては振動荷重が砂利層基礎に作用した場合すなわち起振機は常に砂利層表面と接触状態を保持しながら振動が繰返される場合 ($\alpha < 1 \text{ g}$) の振動沈下について研究を行ったが、本節においては衝撃的荷重が基礎に加えられた場合の永久沈下すなわち衝撃沈下の特性について研究する。たとえば砂利層基礎に急激な地震が作用する場合とか道床に走行荷重による継目衝撃の作用が繰返される場合に生ずる沈下などはその一例と考えられる。多くの場合このような衝撃作用は単に 1 回のみでなく多数回繰返して作用する場合が多い。したがって本研究においても衝撃作用が 1 回作用した場合と同一衝撃エネルギーが繰返して作用する場合の 2 つに分けて実験を行った。静的沈下や振動沈下との対比の便を考えて衝撃沈下の場合も全く同様の基礎状態すなわち表-2.1 の基礎状態について実験を行った。衝撃作用としては重量 6.2 Kg、底面積 $10 \times 17 \text{ cm}$ の鉄製落体を落高 1, 2, 5, 7.5, 10, 15 cm の高さから自然落下せしめてこのときの表面沈下ならびに一部の基礎については鉛直軸上各深度の衝撃沈下を測定した。一般に衝撃エネルギーによって生ずる永久沈下すなわち衝撃沈下は当然加えられた衝撃エネルギーの 大いさに影響されるものと考えられるが、その間に成立すべき理論式については従来ほとんど取扱われたものはなかったが、谷本博士は砂の繰返し載荷による圧縮応力と圧縮変位の関係を説明するための力学的モデルを衝撃作用の繰返しに適用して振動締固めの理論的考察を行った¹⁾。その理論によると静力学的なモデルの構造常数 G , E , F などの値は衝撃の場合にも同一の値をとるものと仮定して理論を進め、

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_m - \epsilon_n &= \frac{C}{\sqrt{w}} \\ \text{ただし, } C &= a \sqrt{\frac{1-\mu}{2E}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.20)$$

ここに、 ϵ_m ：最小間ゲキ比状態に達するまでの圧縮量、 ϵ_n ： n 回の繰返しまでに生じた圧縮量、 C ：与えられた基礎の特性値、 a ：飽和限界における特性値、 μ ：摩

擦係数， W ：衝撃エネルギー。

なる結果を得ているが、この理論は純圧縮量のみを考慮し、流動量は無視しうるような完全拘束状態に近い基礎の場合かまたは衝撃エネルギーがごく小さく、定常振動の場合よりもいくぶん基礎に与える動的効果が大きい程度の場合において成立するものと考えられる。式(3.20)の ϵ_m は基礎が初期状態から最小間ゲキ比状態に達したまでに生じた沈下であり、 ϵ_n は衝撃エネルギー W が n 回繰返して作用したときまでに生じた沈下であるから、当然 $\epsilon_n < \epsilon_m$ の関係が常に満足されなければならない。しかるに著者の行った実験では衝撃エネルギーがかなり大きいので非拘束基礎の場合はもちろん拘束状態が表-2.1における(b)，(c)の場合でも衝撃を繰返すと粒子の側方流動が大きく、このため表面沈下はきわめて大きい値に達し、静的繰返し荷重の実験から求められる ϵ_m の値より ϵ_n の方がはるかに大きくなり、 $\epsilon_n < \epsilon_m$ の条件を満足しないという矛盾を生じた。このような矛盾の原因は結局静的実験からきめられた基礎の特性値をそのまま衝撃作用の場合にも適用したことに基因するものと考えられる。動力学的な場合でも定常振動の場合と衝撃作用の場合とでは沈下の性質が異なってくるのであるから、静的荷重による沈下の性質と衝撃作用による沈下の性質とが異なってくるということは当然考えられることである。そこで著者は衝撃作用の場合に対しては静的な場合における $p-y$ の関係を求めるための力学的モデルと同様に衝撃エネルギー wh とそれによって生ずる沈下 δ_i との関係すなわち $wh-\delta_i$ に対する力学的モデルを仮定することにした。

ただし W ：落体の単位面積当りの重量， h ：落高， i ：繰返し回数。単位面積当りについて考えた理由は落体が完全剛性とみなしうるので落体と基礎の接触面において生ずる沈下は一様であると考えられるからである。

4.2 1回の衝撃作用による振動特性ならびに沈下特性

(A) 振動特性

まず砂利層基礎に衝撃作用が加えられた場合の振動特性について簡単な理論的考察を行ってみる。

図-3.21に示すモデルに衝撃が作用したときの振動は自由振動に初速 v_0 が与えられたことになる。まずこのと

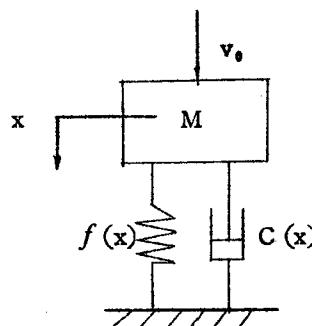
きの運動方程式は、

$$M\ddot{x} + C(x)\dot{x} + f(x) = 0$$

.....(3.21)

これを前と同様に相当減衰係数，相当バネ常数を用いて線

図- 3. 21



型化して表わせば,

$$\ddot{x} + 2\alpha_e \dot{x} + K_e x = 0 \quad \dots\dots\dots (3.22)$$

$$\text{ただし, } \alpha_e = C(x)/2M, K_e = f(x)/(Mx) \quad \dots\dots\dots (3.23)$$

式 (3.22) の解は,

$$x = A e^{-\alpha_e t} \cos(\nu_e t - \varphi) \quad \dots\dots\dots (3.24)$$

$$\text{ここに, } \nu_e^2 = n^2 e - \alpha_e^2, \quad n^2 e = K_e/M \quad \dots\dots\dots (3.25)$$

A, φ は初期条件からきまる任意定数。

いま初期条件として, $t = 0$ で $x = 0, \dot{x} = v_0$ を用いて, 式 (3.24) より A, φ を決めると,

$$x = v_0 / \nu_e \cdot e^{-\alpha_e t} \sin \nu_e t \quad \dots\dots\dots (3.26)$$

したがって最大運動のエネルギー $T_{\max} = \frac{1}{2} M (\dot{x}_{\max})^2$ を上式から計算すれば,

$$T_{\max} = \frac{1}{2} \frac{M}{\nu_e^2} v_0^2 e^{-2\alpha_e t_0} (-\alpha_e \sin \nu_e t_0 + \nu_e \cos \nu_e t_0)^2 \quad \dots\dots (3.27)$$

$$\text{ただし, } t_0 = \frac{1}{\nu_e} \tan^{-1} \frac{-2\alpha_e \nu_e}{\nu_e^2 - \alpha_e^2} \quad \dots\dots\dots (3.28)$$

$$\text{また } v_0 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \sqrt{2gh} \quad \dots\dots\dots (3.29)$$

ここに, $m_1 : W/g, m_2 : \text{基礎の単位面積当りの振動質量}, M = m_1 + m_2,$
 $h : \text{落高}, g : \text{重力の加速度}。$

式 (3.29) を (3.27) に代入すれば,

$$T_{\max} = Wh \cdot \frac{m_1}{M \nu_e^2} e^{-2\alpha_e t_0} (-\alpha_e \sin \nu_e t_0 + \nu_e \cos \nu_e t_0)^2 \quad \dots\dots\dots (3.30)$$

式 (3.30) によれば, α_e, ν_e が一定であれば, T_{\max} と Wh は比例関係にあり, 後述のごとく Wh と衝撃沈下 δ とは密接な関係があるから, 当然 T_{\max} と δ も密接な関係にあることになる。しかし実際には非線型振動であるため α_e, ν_e が定数とはならず若干その値が変動するから T_{\max} と δ の関係を一定の関係式によって表わすことはできないが, かなり密接な関連性をもつことが推察される。

(B) 衝撃沈下特性

各種基礎に 1 回の衝撃作用を与えた場合の $Wh - \delta$ の関係を実験的に求めると,

図— 3.22, 3.23 のごとくなる。

図 - 3.22 $Wh - \delta$ の関係

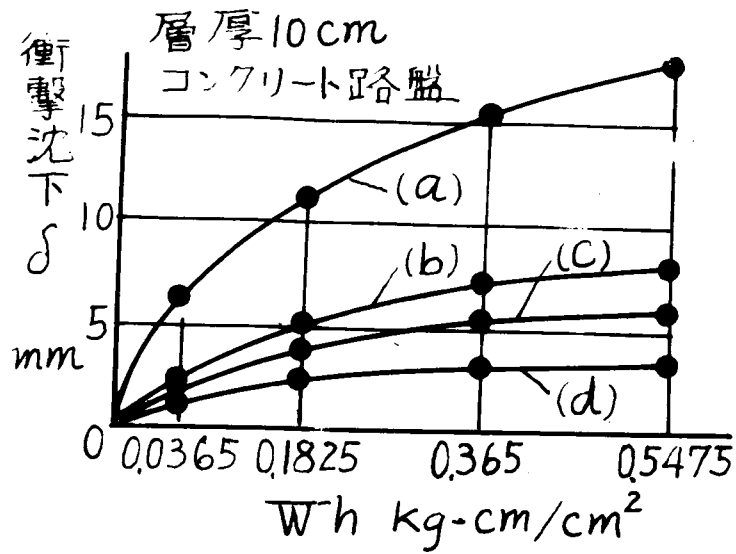
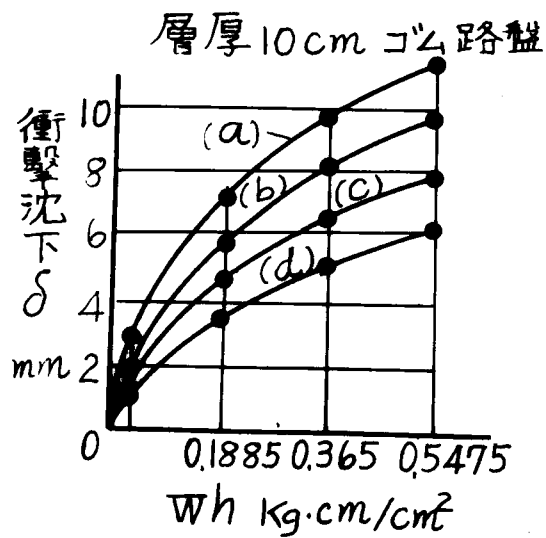


図 - 3.23 $Wh - \delta$ の関係



これらの図を見ると $Wh - \delta$ の関係は剛性増大型における $p - y$ 曲線と類似していることがわかる。また後述の繰返し過程における繰返し沈下 y_i と繰返し回数 i との関係もほぼ同様の特性曲線を示しているから、これらの点を考慮すれば、 $Wh - \delta$ の関係は静的荷重の場合の拘束基礎における $p - y$ 関係と全く同様である。

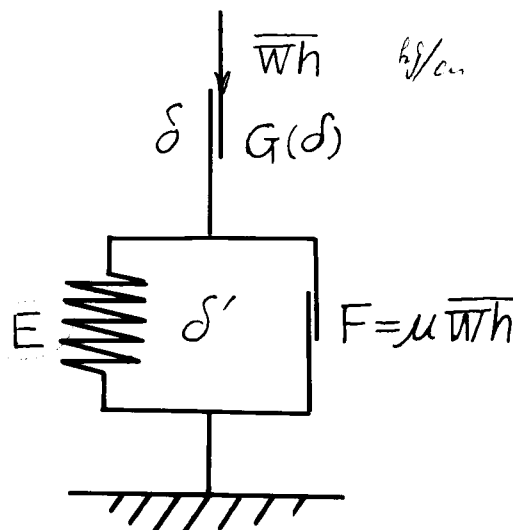
ると考えられるので、 $W_h - \delta$ に対する力学的モデルも単に p の代りに W_h をおきかえたものを仮定するのが最も簡単であると考えられる。そこで図-3.24に示すモデルを適用することにした。

ここに、 $G(\delta)$ ：基礎

図-3.24 衝撃作用の力学的モデル

の衝撃エネルギーに対する構造抵抗エネルギーを表わし、これは沈下 δ の関数であると仮定する。

E ：基礎の衝撃エネルギーに対する復元抵抗力を表わし、衝撃による弾性変位を δ' とすれば、 $E\delta'$ は衝撃エネルギーのうち弾性変形仕事に費



されるエネルギーである。 F ：衝撃エネルギーに対する基礎の摩擦抵抗エネルギーを表わし、これは W_h に比例するものと仮定し、その係数を μ とする。すなわち $F = \mu W_h$ である。

ここで衝撃沈下としては永久沈下 δ のみを対象としているから、弾性変位 δ' に関する E 、 F については考えないことにし、構造抵抗エネルギー $G(\delta)$ のみについて考え、 $G(\delta)$ の形を静的荷重の繰返しの場合と同様に式(2.68)の形で表わされるものと仮定すれば、

$$G(\delta) = A \frac{\delta - \delta_0}{B + \delta_m - \delta} \quad (\delta_0 \leq \delta \leq \delta_m) \quad \dots\dots\dots (3.31)$$

ここに、 A 、 B ：構造抵抗係数、 δ_0 ：初期沈下、 δ_m ： m 回の衝撃繰返しまでに生じた衝撃沈下量。

衝撃エネルギー W_h の繰返しに対しては、毎回の構造抵抗エネルギー $G_i(\delta)$ が釣合うから、

$$G_i(\delta) = W_h \quad \dots\dots\dots (3.32)$$

式(3.31)、(3.32)より初期沈下を沈下の基準にとり $\delta_0 = 0$ とおけば、つぎの関係式がえられる。すなわち

$$\delta = \frac{W_h}{\nu_1 W_h + \nu_2} \quad \dots\dots\dots (3.33)$$

ここに、 ν_1, ν_2 : 与えられた基礎の衝撃沈下に対する特性値を表わす。
 式 (3.33) で $\nu_1 = 0$ とおけば、 $Wh = \nu_2 \delta$ となるから、 ν_2 は基礎の衝撃エネルギーに対する単位面積当りの抵抗力を表わす。したがって ν_2 が大なる程衝撃沈下は小さくなる。また $Wh \rightarrow \infty$ とした場合の沈下極限値を δ_{max} とすれば、式 (3.33) より、 $Wh \rightarrow \infty$ として、 $\delta_{max} = 1/\nu_1$ となるから ν_1 は δ_{max} の逆数となる。

したがって ν_1 の値が大なる程 δ_{max} が小となり衝撃に対する抵抗の大きい安定した基礎ということができる。要するに ν_1, ν_2 なる特性値はともに大なる程衝撃に対して安定な基礎を表わすことになる。

さらに式 (3.33) を書きかえると、

$$Wh/\delta = \nu_1 Wh + \nu_2 \quad \dots\dots\dots (3.34)$$

となる。したがって Wh/δ と Wh は直線関係にあるはずである。

式 (3.34) の妥当性を実験結果について検討してみると、図-3.25のごとくなり、ほぼ直線性を満
 足していることがわかる
 このような ν_1, ν_2 の値
 を各種基礎についての実
 験結果から求めると表-
 3.2 に示すごとくである。

図-3.25 Wh/δ と Wh の直線性

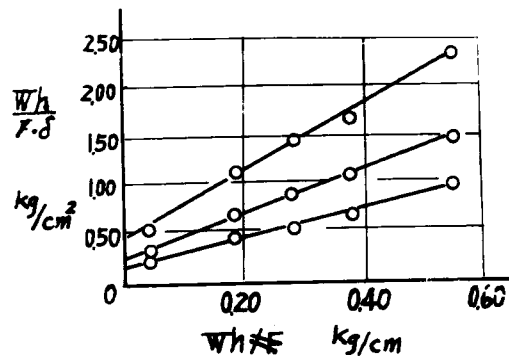


表-3.2 各種基礎の ν_1, ν_2 の値

基礎状態		$\nu_1 (cm^{-1})$	$\nu_2 (Kg/cm^2)$
(a)	コンクリート路盤	0.42	17.8
	ゴム路盤	0.68	19.3
(b)	コンクリート路盤	1.34	36.0
	ゴム路盤	0.88	17.2
(c)	コンクリート路盤	21.6	44.5
	ゴム路盤	0.97	26.9
(d)	コンクリート路盤	3.06	97.3
	ゴム路盤	1.55	24.7

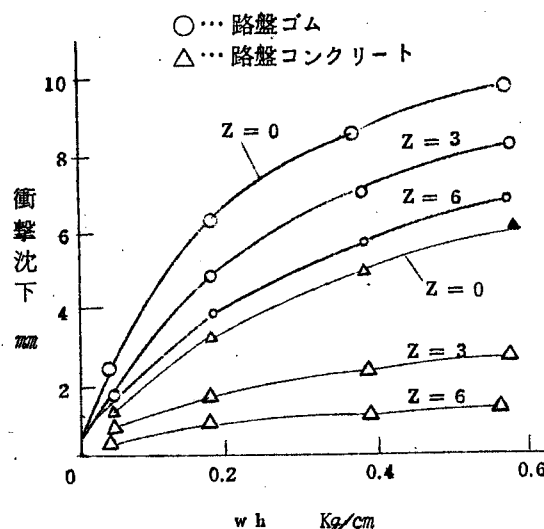
表-3.2 によれば、基礎の拘束状態が(a), (b), (c), (d)の順に大きくなる程 ν_1 ,

ν_2 の値はほぼ大となっており、安定した基礎状態となることがうかがわれる。
また非拘束基礎(a)の場合を除けば、一般にコンクリート路盤の方がゴム路盤よりも ν_1 , ν_2 とともにかなり大きい値を示し、衝撃に対して安定であることがわかる。

(c) 鉛直軸上における衝撃沈下

一部の基礎について鉛直軸上における衝撃沈下の測定を行ったが、その一例を示せば、図-3.26 鉛直軸上の衝撃沈下測定例
基礎拘束状態(b), 層厚 10 cm

実際には各測定深度における $W_h - \delta$ の関係を求めるべきであるが、 W_h の各深度における測定は困難であるから、図においては表面における W_h の値を用いている。これらの図によれば、軟弱路盤においてはかなり深部まで衝撃沈下の影響が及んでいるが、強固路盤では $Z = 3$ cm の箇所ですでに表面の沈下にくらべては



るかに小さくなっており、表面沈下の大部が流動によるものであることがわかる。

4.3 繰返し衝撃による沈下特性

ある一定の衝撃エネルギー W_h が繰返して作用する場合の衝撃沈下については、すでに図-3.24 に示した力学的モデルを用いてある程度説明することができる。この場合 G , E , F などの次元が静的繰返しの場合と異なるのみで理論的な関係は全く同様に取扱うことができるから、式 (3.31) , (3.32) を用いて衝撃繰返し沈下 δ_i に対し、以下の諸式が導かれる。すなわち、

$$\delta_i = (B + \delta_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{W_h + A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \quad \dots\dots\dots (3.35)$$

$$\delta_n = (B + \delta_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{W_h + A} \right)^m \right\} + (n - m) \frac{B}{A} W_h \quad (n \geq m) \quad \dots\dots\dots (3.36)$$

$$B/A = \tan \beta / \sqrt{W_h} = S \quad \dots\dots\dots (3.37)$$

式 (337) を用いて上式を書き直せば,

$$\delta_i = (AS + \delta_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{\bar{W}_h + A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \quad \dots\dots\dots (338)$$

$$\delta_n = (AS + \delta_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{\bar{W}_h + A} \right)^m \right\} + (n - m) \tan \beta \quad (n \geq m) \quad \dots\dots\dots (339)$$

もし衝撃エネルギー \bar{W}_h が小さく、拘束度の大きい基礎の場合などで δ_i がほぼ一定の沈下に落付くような場合には $B = 0$ とおき,

$$\delta_i = \delta_m \left\{ 1 - \left(\frac{A}{\bar{W}_h + A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \quad \dots\dots\dots (340)$$

繰返し衝撃沈下について著者の行った実験結果の一例を示せば、図-327 に示すとくなる。

図-327 繰返し衝撃沈下曲線の例

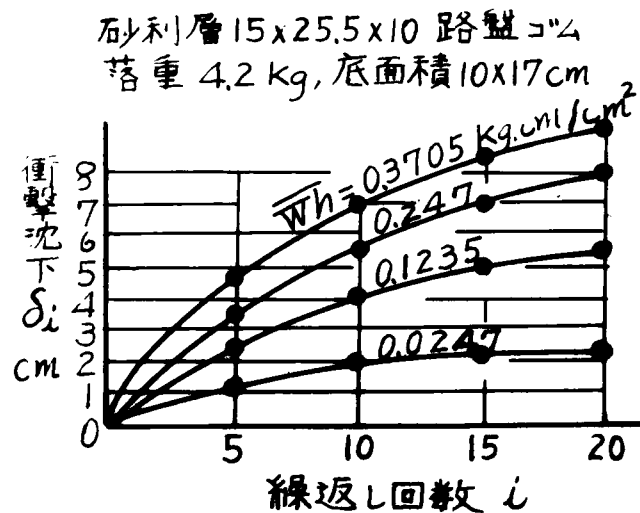


図-327 の場合について理論式 (338), (339) に用いた係数 A , $\tan \beta$, γ_m などの値を求めてみると、図-328 に示すとくになる。図-328 によれば、 A , $\tan \beta$, δ_m などの値はいずれも \bar{W}_h を大きくすれば増大する傾向があるが、本実験の場合ではその増加割合は次第に減少して一定値に近づく傾向を示している。また図には省略したが B , S などの値もほぼ同様の傾向を示している。したがってこのような場合には \bar{W}_h の値を相当大きくした場合には諸係数がほぼ一定値に近い値をとるとみなしてよいようである。そこで \bar{W}_h の相当大きい場合につき、各種の基礎について行った実験結果の例を示せば、図-329 のごとくである。

図-329 の場合について理論式の諸係数 A , B , S , $\tan \beta$, δ_m などの値を求めて

みると、表-3.3に示すとおりである。

図-3.28 \overline{Wh} と係数との関係

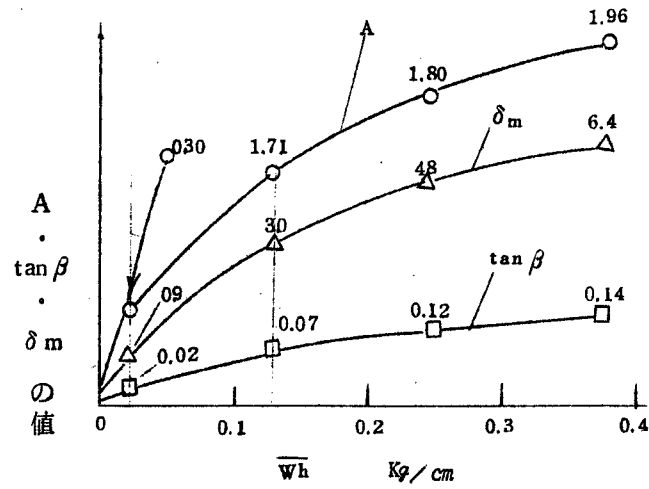
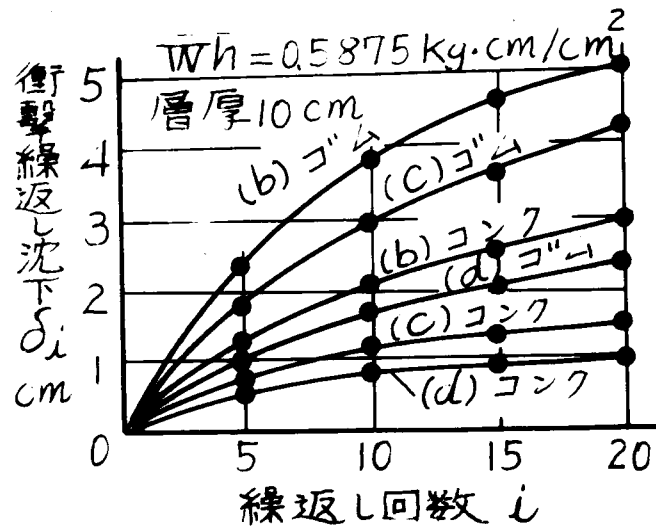


図-3.29 繰返し衝撃沈下曲線の例



表

図-33 衝撃繰返し沈下における諸係数を求めた例

基礎状態		A (Kg/cm)	B (cm)	S (cm ² /Kg)	δm (cm)	$\tan \beta$ (cm/回)
(b)	コンクリート路盤	1.64	0.17	0.100	1.44	0.055
	ゴム路盤	1.92	0.35	0.183	3.70	0.100
(c)	コンクリート路盤	1.89	0.10	0.055	1.15	0.030
	ゴム路盤	1.82	0.25	0.137	2.57	0.075
(d)	コンクリート路盤	1.92	0.09	0.025	0.81	0.025
	ゴム路盤	2.74	0.20	0.073	1.60	0.040

A は一般に圧密沈下の落付きの程度を表わし、A が小さい程早く落付くが、表-3.3 によれば、A の値はかなり不明瞭で必ずしも一定の明確な傾向を示していない。これは初期における基礎の突き固めの程度や粒子の配合接触状態などによって影響されるためであろう。また B の値は小さい程流動に対する抵抗が大きいが、この傾向は表-3.3 によれば、かなり明らかになっている。また S、 δm 、 $\tan \beta$ の値も一般に小さい程繰返し衝撃に対して安定な基礎を表わし、この傾向も表によればかなり明らかに認められる。

4.4 本節の結論

本節においては砂利層基礎に衝撃エネルギー Wh が作用した場合の振動特性ならびに沈下特性について研究を行うとともにさらに同一の衝撃エネルギー Wh が繰返して作用した場合の沈下特性について実験的研究を進め、これらの実験結果を説明するための力学的モデルを提案した。この力学的モデルから導かれた理論式について種々検討を行い、理論式の一般的傾向は実験結果をかなりよく説明しうることを確かめ、理論の妥当性を検証することができた。また式に用いた諸係数の性質を明らかにするとともに、この理論式を実験結果に適用して諸係数の値を決定し、それによって各種基礎の衝撃に対する安定度の比較を行った。以上によって従来ほとんど明らかにされていなかった衝撃エネルギーによって生ずる砂利層の沈下特性に関する理論的な解析法を示したことは実用面への応用を考えるとかなり有意義な成果を収めえたものと思う。

5. 本章の総括

本章においては砂利層基礎の動力学的性質を究明するために種々の基礎状態を変えた代表的とみられる砂利層基礎について模型実験を実施し、その定性的性質を把握す

るとともに、これについて若干の理論的考察を加え、砂利層基礎に動的な荷重が作用する場合の永久沈下を生ずる機構について解析法を明らかにするとともに導いた理論式の妥当性を実験結果によって検証し、かなり良い一致を示すことを確認した。

以下本研究においてえられた主な成果を要約すれば、つぎのごとくである。

1. 砂利層基礎の振動性状

- 1) 一般に砂利層基礎の振動性状は下部路盤の振動性状によって大きい影響をうけ、砂利層の厚さが小さい程その影響が著しい。したがって軟弱路盤の場合は砂利層の厚さを増大する程基礎全体としてのバネ常数が大きくなり振動に対して安定な基礎となる。しかし突き固め不十分な非拘束基礎では層厚を増せばかえって流動に対する抵抗が減少し振動は小さくても振動沈下量は増大する。したがってこのような基礎では予め十分突き固めておくことが必要である。
- 2) 砂利層基礎の振動特性は一般に非線型に属し、剛性減少型バネ特性を示すが、その非線型度は比較的小さいので相当減衰係数、相当バネ常数などを用いると線型振動の取扱いができ実用上便利である。これらの係数は共振曲線を実験的に求めることによって決定することができる。

2. 振動特性と振動沈下との関係

- 1) 振動特性と振動沈下との関係は一般にきわめて複雑であるが、本実験によって検討すると振動沈下に最も密接な関連性をもつものは振動諸要素のうち起振機自重と振動加速度であるとみなされる。そこで起振機自重の代りに単位面積当りの起振機質量 m をとりこれと振動加速度 α との積 $m\alpha$ すなわち振動時の慣性力を考え、この慣性力の繰返しによって振動沈下が生ずるものと仮定すれば、静的繰返し荷重による沈下の理論を適用して振動沈下に関する理論式を導くことができる。かくして振動要素のうちの代表的な量 $m\alpha$ と振動沈下量 y_i との関係は次式のごとく求められた。

$$y_i = (AS + y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{m\alpha + A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \quad \dots\dots\dots (3.17)$$

$$y_n = (AS + y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{m\alpha + A} \right)^m \right\} + (n - m) \tan \beta$$

$$(n \geq m) \quad \dots\dots\dots (3.18)$$

ただし諸記号については 3.3 に述べたので省略する。

- 2) 上に求めた関係式は定性的にはよく実験結果を説明しうることが確かめられた。理論式に用いた諸係数 $A, B, S, \tan \beta, y_m$ などについていえば、 A は振動初期における圧密沈下の落付きの程度を表わし、 A の値が小さい程速かに圧密が完了する。しかし実験結果では A の値としては明確な傾向は認められなかった。これは主として粒子の接触状態が実験ごとに異なってくるためであると考えられる。

その他の係数 $B, S, \tan \beta, y_m$ などの値は小さい程安定な基礎ということができ、これらの傾向は実験的にもほぼ明確に認めることができた。

- 3) 鉛直軸^上各深度における振動沈下量はかなり複雑であり、振動要素との関係は加速度の測定が十分正確にはできなかったため確かめることができなかったが、大略の傾向としては強固路盤においては振動沈下は表面付近に限られ、 $Z = 3 \text{ cm}$ 付近では表面にくらべてはるかに小さくなる。これに反して軟弱路盤においてはかなり深い部分においても相当大きい沈下を生じていることが実験的に認められた。

3. 一回の衝撃作用による振動特性ならびに沈下特性

- 1) 衝撃作用が基礎に加えられた場合の振動特性については簡単な振動学的モデルにおきかえて理論式を求め、衝撃エネルギーと振動時における最大運動エネルギーとの関連性について検討したが、非線型振動であるため両者は完全には比例しないが、かなり密接な関係があることが認められた。
- 2) 衝撃エネルギー W_h と衝撃沈下 δ の間にはほぼ次式の関係が成立することが確かめられた。すなわち、

$$\delta = \frac{W_h}{\nu_1 W_h + \nu_2} \dots\dots\dots (3.33)$$

式 (3.33) の関係は実験結果とほぼよい一致を示すことを確かめた。

- 3) 繰返し衝撃による沈下については静的繰返し荷重による沈下の場合とほぼ同様の力学的モデルを用い、繰返し衝撃エネルギー W_h と衝撃沈下 δ_i との関係を理論的に導いて次式をえた。

$$\delta_i = (AS + \delta_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{W_h + A} \right)^i \right\} \quad (i \geq m) \dots\dots\dots (3.38)$$

$$\delta_n = (AS + \delta_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{W_h + A} \right)^m \right\} + (n - m) \tan \beta \quad (n \geq m) \dots\dots\dots (3.39)$$

式 (3.39) は定性的にはほぼ実験結果とよい一致を示すことを確かめた。また式中の諸係数については静的繰返し沈下の場合とほぼ同様の意味をもち、 A は衝撃による初期圧密沈下の落付きの程度を表わし、一般には A の値が小さい程早く完了する。その他の係数 $B, S, \tan \beta, \delta_m$ などはいずれもこれらの値が小さい程衝撃に対して安定な基礎ということが出来る。実験結果について検討してみると振動沈下の場合と同様に A の値は不明確であるが、その他の係数については上述の特性を明確に認めることができた。

以上砂利層基礎についてその動力学的性質を究明し、ある程度動的荷重とそれ

によつて生ずる永久沈下との間に成立する關係を明らかにすることができた。提案した諸式については著者の行つた実験結果についてその妥当性を検討した結果いずれもほぼよい一致を示し、かなり注目すべき成果を収めることができた。

第 3 章 参 考 文 献 その他

- 1) 村山朔郎, 谷本喜一, 松野三郎: 側方拘束土の振動締固めに関する実験的研究,
土木学会論文集 第43号, PP. 59 - 63, 昭. 32. 2.
- 2) 村山朔郎, 谷本喜一: 軟弱な支持層を有する粒体層の振動性状について,
土木学会誌, 41 - 3, PP. 1 - 7, 昭. 31. 3.
- 3) 村山朔郎, 最上幸夫: 砂利層の振動性状について,
土木学会誌, 38 - 6, PP. 27 - 30, 昭. 28. 6.
佐藤 裕: 石質物体の摩擦に与える振動の効果,
土木学会誌, 39 - 6, PP. 306 - 309, 昭. 29. 6.
- 4) 上 掲 3)
- 5) Den Hartog: Mechanical Vibrations, 2nd Bd, PP. 403 - 404,
New York, 1940.
- 6) 松平 精: 基礎振動学, PP. 33, および P. 98, 昭. 25. 12.
- 7) 上 掲 3), 村山, 最上: P. 29,
- 8) 後藤尚男: 弾性質量基礎にある構造物の振動解析について,
土木学会論文集, 第72号, 別冊(3-2), 昭. 36. 2.
- 9) 佐藤 裕: 繰返荷重による道床沈下の実験,
鉄道技術研究報告, 第65号, 施設編第27号, PP. 1-13, 昭. 34. 3.
- 10) 岡部二郎, 安山信雄: 各種サブバラストの品質形状の研究,
日本国有鉄道部外委託研究報告書, 昭. 34. 3, 昭. 35. 3.
- 10) 岡部二郎: バラスト支持力の実験的研究,
学位論文概要プリント, P. 3, 昭. 36.
- 11) 谷本喜一: 粒体層の圧縮に関する一考察,
土木学会論文集, 第43号, P. 57, 昭. 32. 2.

第 4 章 本研究結果の道床への適用に関する研究

1. 緒 言

本文第 2 章においては粒体層の静力学的性質について研究し、主として粒体層内の圧力分布の算定法および静荷重による沈下曲線の表わし方ならびに一定の静的繰返し荷重による繰返し沈下に関する理論式などを明らかにした。ついで第 3 章においては振動沈下、衝撃沈下、繰返し衝撃沈下などについて実験的研究を行い、その定性的性質を検討して若干の理論的考察を行い、それぞれの沈下において成立すべき理論的關係を明らかにした。またこれらの関係を著者の行った模型実験に適用して理論式についてはその妥当性を検証するとともに理論式に用いた諸係数を実験結果から求めて、その特性を検討したが、模型実験においては砂利層のごとき複雑な材料では相似律がまだ明らかにされていないので、以上の結果を実用面へそのまま適用するわけにはいかない。そこで以上の所論を実物大の軌道構造に関して行われた実験結果に適用してその妥当性を検討しようとするものである。ただし道床内の圧力分布についてはすでに述べたようにまくら木の場合は はり として作用するから、この場合の圧力分布の計算は 2 次元的に取扱うのが普通である。したがってここでは 2 次元の基礎式を用いた計算法を示し、実験値と比較してその妥当性を検討することとする。

2. まくら木下面道床内圧力分布の計算法

上述のごとくまくら木のような はり の場合には道床内の圧力分布を算定する場合、まくら木 はり に作用する荷重直下の最大たわみを生ずる断面について 2 次元的な取扱いをすればよい。集中荷重の道床内における分布状態は 2 次元の場合においては 3 次元の場合よりもやや広い範囲に分布されるものと考えられるが、このような分布曲線について国鉄の実験式では、

$$\phi = \tan^{-1} 0.2 Z^{0.65} \dots\dots\dots (4.1)$$

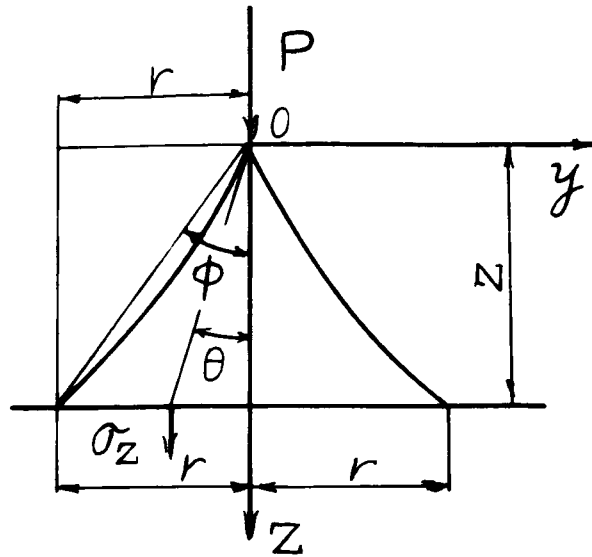
としている。¹⁾ もちろん分布角 ϕ は道床突き固めの程度、道床の種類、厚さなどによつて多少相異なるが、ここでは 3 次元の場合に用いたものをそのまま仮定する。

すなわち

$$r = 161.26 \log_{10} \frac{1}{1 - 0.01 Z} \dots\dots\dots (4.2)$$

ここに、 r : 荷重影響半径 (cm)、 Z : 道床表面よりの深さ (cm)。この関係を図 4.1 に示した。

図 - 4. 1



(A) Kögler 氏式を用いた場合

基礎式は

$$\sigma_z = \frac{P}{Z\phi} (\cos\theta - \cot\phi \sin\theta) \cos^3\theta \quad \dots\dots\dots (4.3)$$

ただし

$$\phi = \tan^{-1} r/z \quad \dots\dots\dots (4.4)$$

いま、まくら木下面の底面反力分布を2次放物線と仮定して次式で表わす。

$$q(y) = \frac{3}{2} q (1 - y^2/b^2) \quad \dots\dots\dots (4.5)$$

ここに、 q : 平均荷重強度、 b : まくら木幅の半分、 y : まくら木中心からの水平距離。したがって $q(y) dy$ によつて荷重中心鉛直軸上深さ Z の点に生ずる圧力を $d\sigma_z$ とすれば、

式 (4.3) より

$$d\sigma_z = \frac{q(y) dy}{Z\phi} (\cos\theta - \cot\phi \sin\theta) \cos^3\theta \quad \dots\dots\dots (4.6)$$

式 (4.6) に式 (4.5) の関係および $y = z \tan\theta$ の関係を用いて 0 より α まで積分すれば、次式をうる。

$$\begin{aligned} \sigma_z/q = & \frac{3}{\phi} \left\{ \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\sin 2\alpha}{4} \right) - \frac{Z^2}{b^2} \left(\frac{\alpha}{2} - \frac{\sin 2\alpha}{4} \right) \right. \\ & \left. - \cot\phi \left\{ \frac{\sin^2\alpha}{2} + \frac{Z^2}{\phi^2} \left(\frac{\sin^2\alpha}{2} + \log \cos\alpha \right) \right\} \right\} \quad \dots\dots\dots (4.7) \end{aligned}$$

ここに積分範囲 α は,

$$\begin{aligned} \alpha &= \phi \quad (r \leq b) \\ \alpha &= \tan^{-1} b/z \quad (r > b) \end{aligned} \quad (4.8)$$

(B) KaHlayPOB 氏式による計算

2次元の基礎式は

$$\sigma_z = \frac{2P}{Z} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} e^{-\frac{4\nu y^2}{Z^2}} \quad (4.9)$$

前と同様にして $q(y) dy$ によつて荷重中心鉛直軸上深さ Z の点に生ずる圧力 $d\sigma_z$ は

$$d\sigma_z = \frac{3q}{Z} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} e^{-\frac{4\nu y^2}{Z^2}} (1 - y^2/b^2) dy$$

したがつて σ_z は上式を 0 より C まで積分し,

$$\sigma_z/q = \frac{6}{Z} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} \left\{ \left(1 - \frac{Z^2}{8\nu b^2}\right) \int_0^C e^{-\frac{4\nu y^2}{Z^2}} dy + \frac{Z^2}{8\nu b^2} \cdot C \cdot e^{-\frac{4\nu C^2}{Z^2}} \right\} \quad (4.10)$$

ここに積分範囲 C は

$$\begin{aligned} C &= r \quad (r \leq b) \\ C &= b \quad (r > b) \end{aligned} \quad (4.11)$$

式 (4.10) の積分項は数値積分によつて計算すればよい。

(C) 圧力分布の数値計算による検討

上述の (A), (B) 二つの計算法を適用して実験結果と比較検討を行うことにする。

(1) Kögler 氏式による計算

まくら木幅 $2b=20\text{ cm}$ として計算する。

まず式 (4.2) により各深さ Z に対応する荷重影響半径 r を計算すれば, つぎのとおりである。

Z (cm)	10	20	30	40	50	60	70
r (cm)	7.4	15.6	25.0	35.8	48.5	64.1	84.3

したがつて式 (4.8) により積分範囲としては, $r \leq b$ (10 cm) の場合は $Z = 10\text{ cm}$ のみで, その他の深さでは $r > b$ であるから, $Z = 10$ の場合は $\alpha = \phi = \tan^{-1} r/z$ を用い, その他の深さでは $\alpha = \tan^{-1} b/z$ を用いる。

式 (4.7) によつて計算を行えば, $\mu_z = \sigma_z/q$ の値としてつぎの結果がえられる。

Z (cm)	10	20	30	40	50	60	70
μ_z	1.38	1.00	0.71	0.53	0.40	0.31	0.24

(2) KaHaaayPOB 氏式による計算

表面における分布角を ϕ_0 とすれば、 $\nu = \cot \phi_0$ であるから、 $\phi_0 = 35^\circ$ として $\nu = 1.42815$ なる値を用い、式 (4.10)、(4.11) によつて計算すればつぎの結果がえられる。

Z (cm)	10	20	30	40	50	60	70
μ_z	1.36	1.04	0.80	0.63	0.51	0.43	0.37

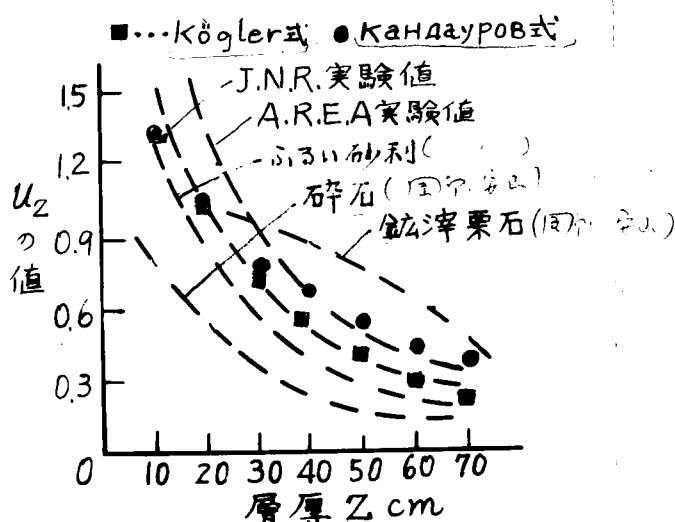
以上の計算結果を既往の実測例²⁾と比較すれば、図-4.2に示すごとくなる。

図-4.2によれば、道床の種類によつて圧力分布の状態がかなり異なっているが、著者の計算値について検討すると、Kögler 氏式を用いた場合は鉾津栗石の場合を除けば、ふるい砂利、碎石のほぼ中間程度の値がえられる。一方、KaHaaayPOB 氏式による場合は深い箇所においてやや過大な値を示している。したがつ

がつて両計算法を比較

した場合は、Kögler 氏式によるものが一層よい近似値を与える。いずれにしても実験値からみて両計算法ともかなり妥当な結果を与えるものであることがわかる。

図-4.2 μ_z の計算値と実験値の比較

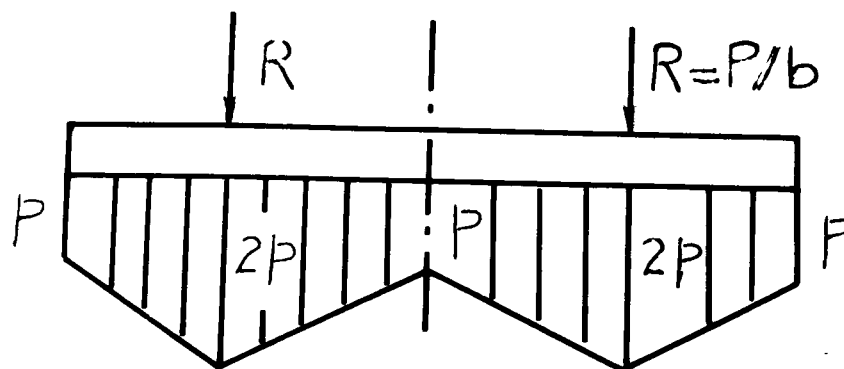


3. 道床における静荷重強度-沈下曲線の検討

前節に示した文献²⁾においては静的荷重、振動沈下などについて一連の道床実験を行つた結果が記載されているので、以下においては主としてこの文献による実験結果について著者の所論を検討することとする。もちろんこの実験の場合も現場の軌道状態とはやや異なっているが、ほぼ実軌道の状態に近いので、この実験結果について検討すれば、ある程度実軌道への適用の可能性があるものと考えられる。バラストの静荷重支持力に関する実験結果³⁾を用い、静荷重強度-沈下曲線について検討する。ただし文献の実験では非常に大きい荷重範囲まで実験してあるが、ここでは実軌道に作用すると考えられる範囲内の荷重強度について検討する。普通まくら木に作用する最

大レール圧力は5 t 以上になることは余りないから一応レール圧力を5 t と仮定すれば、近似値に図- 4. 3 の関係⁴⁾より、 P をレール圧力、 b をまくら木幅とすれば、 $R=P/b$ となる。まくら木長を213 cmと仮定すれば、 $b=20$ cmとして、 $2P \approx 0.624$ 噸

図 - 4. 3



となる。したがって、上述の文献における実験においても一応荷重強度 $P=0.65$ 噸までの範囲について荷重強度-沈下曲線を検討する。この実験では50×100 cm寸法の鋼製バラストボックスに砂利試料を詰め、その上に短まくら木をおいてその形を種々に変えて載荷実験を行っているが、短まくら木の幅 $b=20$ cmの場合について検討すれば $p=0.65$ 噸として $pbl=0.65 \times 20 \times 40=520$ Kg程度の小さい荷重範囲を考えればよいことになる。一応その2倍程度の荷重を考えたとしても1 t 程度であり、この範囲の荷重における荷重強度-沈下曲線は実験結果によると、ほぼ直線で表わされ、 $p-y$ は比例関係にあるようである。したがって $p-y$ 関係は剛性一定型となり、

$$p = Ky \quad (4.12)$$

の形で表わされる。実験によると荷重が1 t 程度の小さい範囲では沈下 y の測定値が不明確であるから、一応 $P=4$ t まではほぼ比例関係にあるものとして実験値より式(4.12)における K 値を求めてみると、まくら木20 cm×40 cmに対しては、

$$\text{砂バラスト} : K = 8.3 \text{ (Kg/cm}^3\text{)}$$

$$\text{ふるい砂利} : K = 14.3 \text{ (Kg/cm}^3\text{)}$$

$$\text{砕石} : K = 16.7 \text{ (Kg/cm}^3\text{)}$$

となる。地盤係数 K 値が相当大きい値になるが、これは実験が相当大きい荷重範囲まで加圧した後除荷し、これを3回繰返した場合の第3回目における $p-y$ 曲線であるため、このような大きい K 値になったものと考えられる。そこで第1回目の加圧曲線についてしらべると、

$$\text{砂バラスト} : K = 5.6 \text{ (Kg/cm}^3\text{)}$$

ふるい砂利 : $K = 10.0 \text{ (Kg/cm}^2\text{)}$

砕 石 : $K = 5.6 \text{ (")}$

となり、この実験では砕石がふるい砂利よりかなり小さい値を示している。複雑な砂利粒子の接触状態のため、単に一回程度の実験からK値を決めることは不正確を免れないが、いずれにしてもこの実験結果では、普通軌道に作用すると考えられる荷重の範囲では、 $p - y$ の関係はほぼ剛性一定型、すなわちK値が一定であるとみなして差支えないようである。

4. 静的繰返し荷重による道床の沈下

ある一定の荷重を繰返してまくら木に作用させた場合の繰返し沈下についての実験資料は余り見当たらないので詳細な検討を行うことはできないが、一部の実験結果⁵⁾が見られたので一応この実験結果に著者の所論を適用してみた。この実験では $50 \times 100 \times 50 \text{ cm}$ の鋼製バラストボックスに砂、ふるい砂利、砕石などを詰め、ふるい砂利、砕石の場合には $20 \times 45 \text{ cm}$ のまくら木に平均荷重強度 $\bar{p} = 5.2 \text{ ㏩}$ 、砂の場合には $\bar{p} = 1.5 \text{ ㏩}$ を繰返し作用させてそのときの繰返し沈下を測定したものである。この場合も実軌道の荷重強度にくらべると、はるかに大きい荷重強度を作用させているので、この結果をただちに実軌道に適用するわけにはいかないが、一応これについて検討する。繰返し回数は10回までしか行っていないので $\bar{p} - y_i$ 曲線の形を十分推定できないが、この実験では砕石よりもふるい砂利の方が繰返し沈下は小さくなっている。1回目の載荷では最初の突き固め状態の不同によつて沈下量がかなり広範囲に変化するので、第2回目の載荷から以後の沈下曲線を検討してみると、繰返し回数10回以後の沈下過程がほぼ一定の流動こう配になるか、それとも次第に一定の沈下に落付いていくかが、いま少し繰返し回数を増さないと判断できかねるが、ふるい砂利の沈下曲線からみるとほぼ一定値に落付くような傾向が見られる。そこで沈下曲線は一応一定値に落付くものと仮定し、式(2.77)によつて実験値より最小自乗法によつてA, y_m の値を求めると表-4.1に示くごとくなる。

表-4.1 道床繰返し沈下におけるA, y_m の値

基礎 係数	砕 石	ふるい 砂 利	砂 バ ラ ス ト				
			$w=0\%$	$w=5\%$	$w=10\%$	$w=15\%$	$w=20\%$
A (㏩)	4.27	30.7	8.57	5.75	4.85	8.24	6.58
y_m (cm)	2.1	1.3	1.8	1.3	1.2	1.3	0.7

ただし、表-4.1では砕石、ふるい砂利の場合 $\bar{p} = 5.2 \text{ ㏩}$ 、砂バラストの場合 $\bar{p} = 1.5 \text{ ㏩}$ である。この場合Aは沈下の落付きの程度を表わし、一般にはAの値が小さい程落付きが早い。また y_m は最終沈下量を表わすから y_m が小さい程安定した基礎といえる。また同一の基礎について \bar{p} の値を大とすれば、一般にA, y_m の値も増大する。表-4.1

によれば、碎石とふるい砂利ではふるい砂利の方が落きも早く最終沈下量も小さくなって碎石よりも優れているといえるが、実験回数が少ないのでただちに結論をくだすことはできない。つぎに砂バラストの場合についてみると \bar{w} の値が碎石、ふるい砂利の場合と異なるのでこれらと比較することはできないが、砂バラストの含水比 w の多少による影響を検討すると、実験に用いた含水比の範囲内においては、 w を増す程安定した基礎状態になることがわかる。 A の値については必ずしも明確な傾向を示していない。いずれにしても実験資料が乏しいので遺憾ながら十分な検討を行うことはできないが、著者の所論による理論式はこの場合の実験結果に対しても十分適用しうるものと認められた。

5. 振動沈下の実験結果に対する検討

振動荷重を道床上のまくら木に加えた場合の道床面の沈下についてはかなりの実験資料が見られるので、これらの資料をもとにして振動沈下について検討を行った。

(A) 岡部教授、安山講師の実験結果⁶⁾への適用

この実験では鋼製バラストボックス(50 cm×100 cm)に道床材料を填充しよく突き固めた後、この上に短まくら木(幅20 cm, 長さ45 cm, 高さ14 cm)をおき、これに全重量37.5 KgのVibrogirを作用させ、強制力37.5 Kg, 回転数3600 r.p.m.という一定条件のもとで道床状態を種々に変えて測定沈下量の比較を行ったものである。道床の動的強度を十分検討するためには振動条件もある程度変えて検討する必要があると思われるが、本実験では振動条件を一定としているので道床の動的性質をこの実験結果のみからでは十分検討できないが、著者の所論による振動沈下に関する理論式が十分妥当なものであるか否かを検する意味で一応の検討を進める。

両氏による実験結果によれば、振動沈下曲線の実験式は

$$y = C_1 - C_2 e^{-\alpha x} + \beta x \quad \dots\dots\dots (4.13)$$

で表わされる。⁷⁾

ここに、 y : 道床面の全沈下量(mm), C_1 : 道床圧縮による全沈下量(mm), $C_2 e^{-\alpha x}$: x 回繰返し後の圧縮残留量(mm), βx : 道床の流動による沈下量(mm), x : 荷重繰返し数(1000回単位)。

式(4.13)による実験式の沈下曲線を検討すれば、著者の所論による理論式と全く一致した傾向を示しており、理論式がかなり妥当なものであることがわかる。式(4.13)における実験式では沈下と振動要素との関係が明示されておらず、 β については、

$$\beta = m (P_a \alpha_B - n) \quad \dots\dots\dots (4.14)$$

なる実験式が提案されている。⁸⁾ しかし他の要素 C_1, C_2, α などと振動要素との関係

はなんら実験的にも明らかにされていない。したがって著者の提案する理論式の方が振動沈下を矛盾なく説明でき、しかも沈下と振動要素との関係を明示した点において一層合理的なものと考えられる。そこで式(4.13)によつて表わされた沈下曲線を著者の理論式によつて書き直し、理論式における係数がどのような値になるかをしらべることとする。

式(4.13)によれば、 $x=0$ のとき $y=0$ となるから、これを若干修正して $x=0$ のとき $y=0$ の条件を用いると $C_1=C_2$ となり、

$$y = C_1(1 - e^{-\alpha x}) + (\beta x) \quad \dots\dots\dots (4.15)$$

そこで実験式(4.13)の代りに式(4.15)を用い、 C_1 として式(4.13)における C_1
 C_2 の平均値を用いて両氏の実験式⁹⁾を書き直せば、

碎石パラストの場合

$$\left. \begin{aligned} y_{10} &= 17.81(1 - e^{-0.33x}) + 0.254x \\ y_{20} &= 24.54(1 - e^{-0.235x}) + 0.127x \\ y_{30} &= 12.42(1 - e^{-0.415x}) + 0.095x \\ y_{40} &= 13.54(1 - e^{-0.278x}) + 0.04x \\ y_{50} &= 8.52(1 - e^{-0.435x}) + 0.052x \\ y_{60} &= 8.82(1 - e^{-0.546x}) + 0.044x \\ y_{70} &= 7.93(1 - e^{-0.585x}) + 0.048x \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4.16)$$

ふるい砂利道床の場合

$$\left. \begin{aligned} y_{10} &= 17.57(1 - e^{-0.31x}) + 0.26x \\ y_{20} &= 14.85(1 - e^{-0.488x}) + 0.818x \\ y_{30} &= 17.10(1 - e^{-0.418x}) + 0.218x \\ y_{40} &= 8.52(1 - e^{-0.259x}) + 0.115x \\ y_{50} &= 5.55(1 - e^{-0.24x}) + 0.083x \\ y_{60} &= 9.70(1 - e^{-0.423x}) + 0.075x \\ y_{70} &= 9.11(1 - e^{-0.498x}) + 0.083x \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4.17)$$

ここに y につけた数字は道床厚(cm)を表わす。以上の実験式を著者の示した理論式(3.17)、(3.18)によつて書き表わすこととする。

これらの式を再記すれば、

$$y_i = (AS + y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{m\alpha + A} \right)^i \right\} \quad (i \leq m) \quad \dots\dots\dots (4.18)$$

$$y_n = (AS + y_m) \left\{ 1 - \left(\frac{A}{m\alpha + A} \right)^m \right\} + (n - m) \tan \beta \quad (n \geq m) \quad \dots\dots\dots (4.19)$$

$$\text{式(4.18)} \times \beta = \text{式(4.17)} \times \tan \beta$$

また、式(3.16)より、

$$B/A = \tan \beta / \overline{m\alpha} = S \quad \dots\dots\dots (4.20)$$

本式を用いるためにはまず $\overline{m\alpha}$ すなわち単位面積当りの慣性力を算出しなければならない。本実験では加速度 α が測定されていないので一応理論的に計算してその近似値を求める。

振動方程式は、

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = P \cos \omega t \quad \dots\dots\dots (4.21)$$

これを書きかえて、

$$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \nu^2 x = P/m \cos \omega t \quad \dots\dots\dots (4.22)$$

$$\text{ここに、} 2\alpha = c/m, \quad \nu^2 = k/m \quad \dots\dots\dots (4.23)$$

式(4.22)の定常解は一般に与えられているとおり、

$$x = a \cos(\omega t - \varphi) \quad \dots\dots\dots (4.24)$$

ここに、

$$a = \frac{P/m}{\sqrt{(\nu^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2}} \quad \dots\dots\dots (4.25)$$

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{2\alpha\omega}{\nu^2 - \omega^2}$$

したがって加速度の最大値を α とすれば、

$$\alpha = a \omega^2 = \frac{P/m \cdot \omega^2}{\sqrt{(\nu^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2}} \quad \dots\dots\dots (4.26)$$

起振機の接地面積を F (cm^2) とすれば 単位面積当りの慣性力 $\overline{m\alpha}$ は、

$$\overline{m\alpha} = \frac{P/F \cdot \omega^2}{\sqrt{(\nu^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2}} \quad \dots\dots\dots (4.27)$$

ここで基礎は普通の道床程度と仮定すれば、近似的に支承係数(まくら木面1 cm沈下せしめるのに要する圧力) $D = 50 \text{ t/cm}^{10}$,

$\alpha = 30 \text{ sec}^{-1 \text{ 11)}$ なる値を用いると、

$$\nu^2 = 412,100 (\text{sec}^{-2}), \quad \omega^2 = 142,200 (\text{sec}^{-2}),$$

$$P = 375 (\text{Kg}), \quad F = 20 \times 45 = 900 (\text{cm}^2)$$

以上の値を用いて式(4.27)により計算すれば、 $\overline{m\alpha} = 2.19 (\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2})$ となる。この $\overline{m\alpha}$ の値を用い、式(4.16)、(4.17)の実験式を式(4.19)によつて書き表わし、このときの係数 $A, B, S, \tan \beta, y_m$ などを求めると表-4.2, 4.3に示すごとくなる。

表
図 - 4.2 碎石道床の各係数の値

層厚 (cm)	A (%)	B (cm)	S (cm^3/kg)	$\tan\beta$ ($\text{cm}/10^3$ 回)	y_m (cm)
10	5.98	0.059	0.0116	0.0254	1.90
20	8.53	0.050	0.0058	0.0127	2.53
30	4.41	0.019	0.0043	0.0095	1.28
40	6.95	0.013	0.0018	0.0040	1.38
50	4.12	0.010	0.0024	0.0052	0.87
60	3.08	0.006	0.0020	0.0044	0.90
70	2.66	0.006	0.0022	0.0048	0.81

表
図 - 4.2 ふるい砂利道床の各係数の値

層厚 (cm)	A (%)	B (cm)	S (cm^3/kg)	$\tan\beta$ ($\text{cm}/10^3$ 回)	y_m (cm)
10	5.82	0.069	0.0119	0.026	1.74
20	4.30	0.161	0.0374	0.082	1.78
30	8.09	0.081	0.0100	0.022	2.76
40	3.12	0.016	0.0053	0.012	0.48
50	8.81	0.033	0.0038	0.008	0.60
60	4.30	0.015	0.0034	0.008	0.99
70	3.52	0.013	0.0038	0.008	0.94

各係数の特性についてはすでに述べたように一般に A, y_m の値が小なる程, 圧密沈下が速かに完了し, 圧密沈下量も小さく, 十分締固められた安定な基礎を表わす。また B, S, $\tan\beta$ の値が小さい程流動沈下に対する抵抗が大きく安定な基礎といえる。表 - 4.2, 4.3 によれば大略の傾向はうかがえるが, 必ずしも明確な特性は表わしていない。式 (4.13) による実験式の係数においても余り明確な傾向は示していない。いずれにしても式 (4.13) による実験式には理論的根拠が乏しく, 著者の提案する理論式においてはある程度合理性が認められ, しかも実験結果をよく説明しうる点においてかなり合理的であると考えられる。

(B) 国鉄による道床振動沈下の実験¹²⁾

国鉄で行われた道床振動沈下に関する実験の概略は図 - 4.4 に示すとおりで, ラムの静荷重 1 t, 強制力は 7, 9 t, 繰返し速度は 333, 555, 666 r.p.m の 3 種である。この実験でも振動条件の種類は余り変えていないので十分詳細な検討はできないが, 著者の理論式が実験結果をよく説明しうることを確かめ, 理論式の係数を実験結果から決定し, これについて若干の考察を行つた。

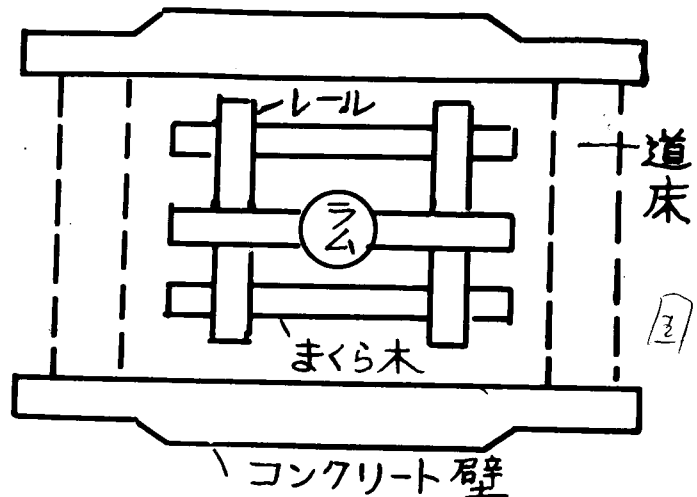
著者の理論式を適用するためにはまずくら木振動の加速度 α の値を知る必要があるが, もし振幅 a と角振動数 ω がわかっている場合には, 最大加速度 α はただちに,

$$\alpha = a \omega^2 \dots\dots\dots (4.28)$$

として容易に求められる。もし振幅や加速度が測定されていない場合には理論的に振幅を求めなければならぬ。

まくら木の弾性振動を取扱う場合には、まくら木を弾性基礎上の両端自由なヘリとして取扱えばよいが、このような場合の振動については後藤博士が取扱っているのでここでは省略する。¹³⁾

図 - 4. 4



国鉄における実

験では振幅が測定されているので式(4.28)から α を求めた。

碎石バラスト厚さ30cm, 荷重繰返し速度333r.p.m, 静荷重1t, 強制力9tの場合コンクリートまくら木, 木まくら木について行つた実験結果¹⁴⁾によれば, 振動沈下の傾向は全く著者の理論式と一致している。そこでこの実験結果に理論式を適用して各係数の値を求めてみると表-4.4に示すとおりである。

表
図-4.4 国鉄による振動沈下実験における各係数の値

基礎種別	A (%)	B (cm)	S (cm ³ /Kg)	$\tan\beta$ (cm/10万回)	y_m (cm)
(まくら木 粒度 コンクリート) ①-1	0.006	0.0007	0.123	0.005	0.27
(まくら木 木) "	0.009	0.0022	0.259	0.010	0.13
コンクリート) ①-2	0.009	0.0017	0.188	0.007	0.12
木) "	0.019	0.0060	0.310	0.012	0.17

実験の種別が少ないので各係数の変化状態などについては十分な検討はできないが, 流動こう配 $\tan\beta$ について比較すると, コンクリートまくら木の場合は木まくら木の約 $\frac{1}{2}$ となっており, コンクリートまくら木が流動沈下に対してはきわめて有利であることがわかる。圧密沈下の性質を表わすA, y_m などの値はこの実験の場合も一定の傾向は認められない。これは初期における粒子の接触状態や突き固めの程度などが異なることに基因するものと考えられる。B, S, $\tan\beta$ など流動沈下の性質を示す係数ではかなり明らかな傾向が認められ, 流動こう配の小さい基礎ではB,

S

の値も小さくなっている。

以上(A)，(B)における道床の振動沈下に関する実験結果によれば，著者の理論式はいずれも実験結果とよい一致を示し，簡単な仮定のもとに導いた理論式であるにもかかわらずかなり合理的なものといえることができる。

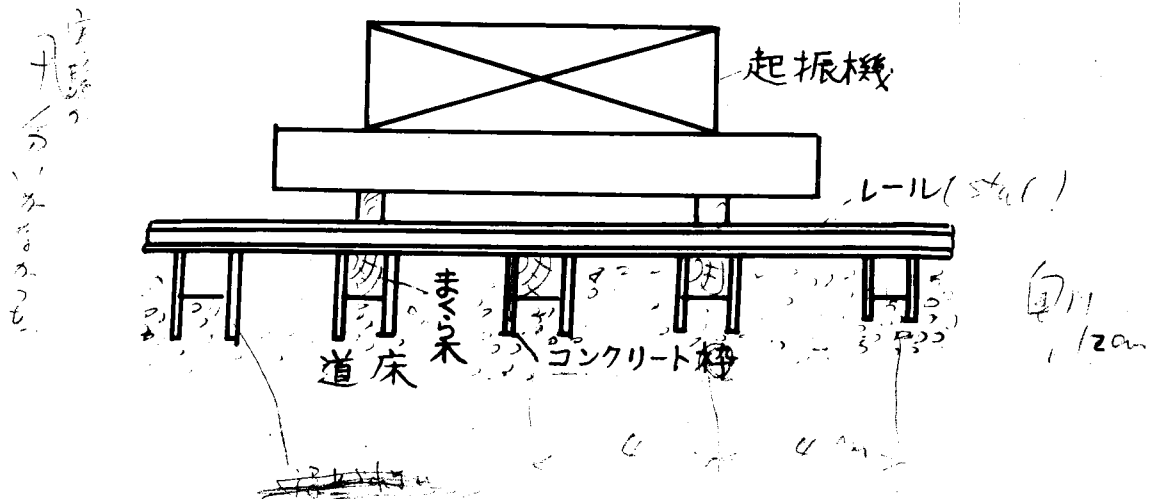
6. 振動沈下軽減に関する一考察

道床にある振動荷重が繰返して作用する場合の沈下，すなわち振動沈下の現象はその初期においては圧密沈下と流動沈下とがおこり，ある繰返し回数後には圧密沈下はほぼ完了してそれ以後は流動沈下のみとなり，これは繰返し回数に比例して増大する傾向を示している。したがって振動荷重が作用すれば道床は次第に沈下していき，そのため軌道各部に狂いを生じてたえず保守作業を行わなければならない。それゆえ振動沈下現象においてはとくに流動沈下の過程が重要な問題となる。

圧密沈下は予め道床を十分に突き固めておけばある程度防止することができるが，流動沈下は徐々にではあるが振動荷重が作用するかぎりさけがたいものと考えられる。そこで流動沈下を最小限に食い止めるためにはいかなる軌道構造とすればよいかを研究することは実用上きわめて重要な問題と考えられる。本節においてはこの問題に関して著者の行つた模型実験ならびに考察について簡単に述べることにする。これまで行つた振動沈下に関する模型実験の結果を検討すると，基礎の拘束度が最も大きい(d)の完全拘束基礎の場合が流動沈下に対して最も安定しているから，流動沈下を最小限に食い止めるためには，基礎の拘束度をできるだけ大きくすることが有利であることは容易に推定される。そこでこのような点について検討するために実軌道の約 $1/15$ の縮尺で模型軌道を造つて実験を行つた。

まず最初の実験では図-4.5に示すごとく，まくら木の四周をコンクリート枠で囲

図-4.5 模型実験の略図 (1/15)



む構造として振動沈下の実験を行つた。しかしこの構造ではまくら木とコンクリート
 枠との密着がうまくいかず，そのため軌匡の振動がきわめて大きくなり不安定な構造
 となるので，まくら木と枠との一体化に実用上の難点があり余り有効な構造とはいえ
 ないことがわかつた。そこでコンクリート枠の使用は取り止め，つぎに木まくら木と
 コンクリートまくら木との比較実験を行つた。この実験では振動初期の圧密沈下につ
 いては両者で大差は認められず，むしろ木まくら木の方が小さい傾向が認められたが，
 流動こう配はコンクリートまくら木の方が明らかに小さく有利であることが認められ
 たので以後の実験ではコンクリートまくら木を対象としてその断面形状について検討
 を行つた結果図-4.6に示すような断面形状を考えてみた。

図-4.6 コンクリートまくら木の $(1/10)$
 断面形状(単位mm)

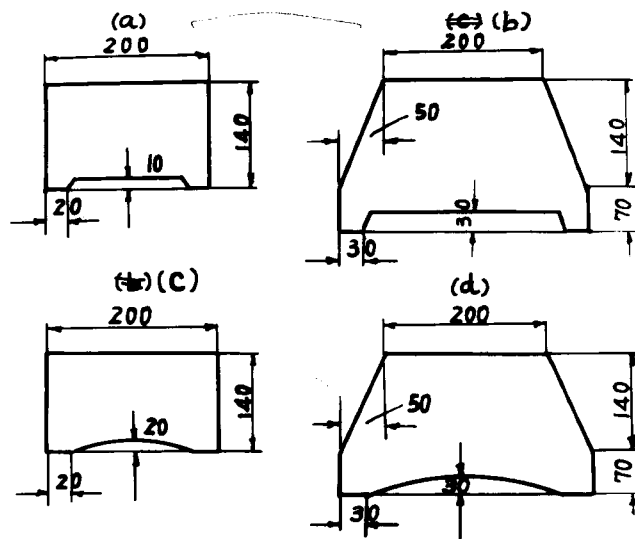
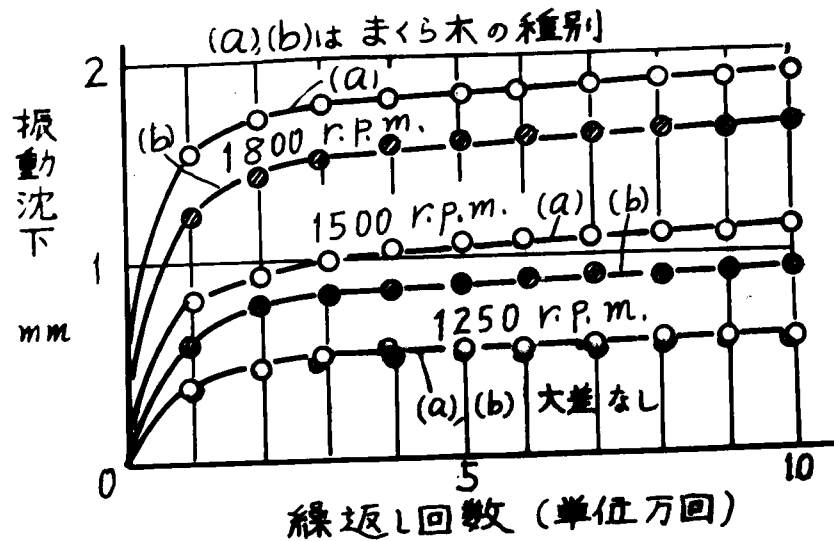


図-4.6 (a) の断面は岡部教授，安山講師の実験に用いられたもので，両氏の実験
 によれば普通の矩形断面に比して流動こう配が $\frac{1}{2} \sim \frac{1}{3}$ 程度に減少したと報告されてい
 る。¹⁵⁾

そこで著者はさらに (b) (c) (d) に示すようなコンクリートまくら木を $\frac{1}{10}$ の縮尺で
 造り，振動沈下の実験を行つた。実験結果の一例を示せば，図-4.7に示すとおりで
 ある。図-4.7では (a) と (b) の断面形状について比較を行つたものであるが，これに
 よると振動数が低い場合，したがつて加速度も一般には小さい場合には両者でほとん
 ど相違は認められないが，振動数したがつて加速度が増大するにつれて両者の振動沈
 下量の相違も大きく現われてくることがわかる。流動こう配については (b) の方が約
 20%程度小さくなつてゐるが，一般に流動こう配は両者とも本実験ではかなり小さい
 ので余り明確な相違があるとは断言できない。また (a) と (c)，(b) と (d) の相違につ
 いても模型が小さいために余り明確な差異は認められなかつた。

図-4.7 模型軌道による振動
沈下の実験例



このような検討についてはやはり現寸程度のものについて実験しなければ十分な検討はできがたいものと考えられる。ここでは提案した4種の断面形状について簡単な考察を試みる。流動沈下の現象は一般にまくら木下面に接する砂利粒子の一部がまくら木端部からまくら木領域外へ流動することに基因するものと考えられるから、まくら木下面の端部に突出部を造つて粒子の移動を防止することは一般に有効な方法と考えられる。したがつて4種の形状についてはいずれも端部に突出部を設けることにした。この場合突出部の長さをどの程度にするかについても検討を行う必要があるものと考えられる。もちろんこれは実験によつて決めなければならない。つぎに(a)の形状について考えると、製作、保守などの点から考えて最も実用的であるが、突出部のために道床との接触面積が減少し、このため道床へ伝えられる荷重強度が集中的となる。また車両の通過に際して回転運動を生じ易くなる欠点なども考えられる。(c)の形状はほぼ(a)と同様の長短がある。つぎに(b)の形状では(a)とは逆に製作、保守の点に不利があるが、荷重の伝達や回転移動に対する抵抗の点では有利である。(d)も(b)とほぼ同様の特徴があるものと考えられる。以上のように各断面については一長一短があると考えられるから、断面形状の決定に当つては実軌道について十分慎重に実験的研究を行う必要があるものと考えられる。

7. 本章の総括

本章においては著者の行つた砂利層に関する模型実験の結果を検討して提案した若干の理論式についてその妥当性を実物大の軌道における実験結果について検討した。以下明らかとなつた事項を項目別に述べるとつぎのとおりである。

1) まくら木下面圧力分布の計算法

すでに示した2次元の場合のKögler氏ならびにKaHдayPOB氏の算式をもとにしてまくら木下面道床内における圧力分布の算式を導き、この計算法による値と既往の実験値とを比較検討した結果はかなりよい一致を示し、本計算法がかなり妥当なものであることを明らかにした。

2) 道床における静荷重強度-沈下曲線の検討

さきに著者は模型実験の結果を検討して、一般に静荷重強度 p と沈下 y との関係については、剛性増大型、剛性減少型、剛性一定型の3つの型に大別しうることを示したが、道床について行われた実験結果を検討すると、普通軌道に作用する程度の荷重範囲においては $p-y$ の関係は剛性一定型に属していることを明らかにした。

3) 静的繰返し荷重による道床の沈下についての検討

著者はさきに静的繰返し荷重による沈下について理論的考察を行い、繰返し荷重強度 \bar{p} と繰返し沈下 y_i の間に成立すべき理論式を誘導したが、道床について行われた静的繰返し荷重による沈下の実験結果を検討すると、著者の理論式は定性的には実験結果の傾向ときわめてよい一致を示しており、本理論式が妥当なものであることが明らかにされた。

4) 振動沈下の実験結果に対する検討

振動沈下の現象についても簡単な仮定のもとに振動要素と振動沈下との間に成立すべき理論式を提案したが、本理論式によつて表わされる振動沈下曲線の形は実物大の道床について行われた振動沈下の実験結果と全く一致した傾向を示し、本理論式が実軌道の場合においても十分適用しうるものであることが確かめられた。

5) 振動沈下軽減に関する考察

振動沈下現象においては一般に振動の初期には圧密沈下と流動沈下とを生ずるが、繰返し回数がある値に達すれば圧密沈下は完了し、それ以後流動沈下のみとなり、これは繰返し回数に比例して増大する。この流動沈下が保守作業の主因となつてゐるから、流動沈下はできるだけ防止しなければならない。このためにはいかなる軌道構造を用いるのが得策であるかについて若干の実験と考察を行い、まくら木形状について2, 3の試案を提示した。もちろんこのような形状の決定については実軌道について慎重に実験的検討を行わねばならないものと考えられる。

第 4 章 参 考 文 献 そ の 他

- 1) 小 野 諒 兄：鉄道線路の構造及強度，第 2 編，P 110，昭. 23. 6.
- 2) 岡 部 二 郎，安 山 信 雄：各種サブラストの品質形状の研究，日本国有鉄道
部外委託研究報告書，P 29，昭. 35. 3.
- 3) 上 掲 2)，PP. 31-45.
- 4) 小 野 諒 兄：鉄道，上 巻，PP. 87-88，昭. 28. 8.
- 5) 岡 部 二 郎，安 山 信 雄：Laboratory Investigation of Railroad Sub-Ballast
(1st Progress Report)，大阪市立大学工学部紀要，Vol. 1，PP. 113-114，1959.
- 6) 上 掲 5)，PP. 116-117.
- 7) 上 掲 5)，P. 115.
- 8) 岡 部 二 郎：バラスト支持力の実験的研究，パンフレット，P. 3.，昭. 36.
- 9) 上 掲 5)，PP. 116-117.
- 10) 佐 藤 裕：軌道と振動との関係についての理論的考察，鉄道業務研究資料，
第 13 巻 8 号，施設編，No. 43，P. 204，昭. 31. 4.
- 11) 後 藤 尚 男：弾性基礎にある梁の撓み振動の基礎的研究，土木学会論文集，
第 6 号，P. 127，昭. 26. 8.
- 12) 佐 藤 裕：繰返荷重による道床沈下の実験，鉄道技術研究報告，第 65 号，
施設編，第 27 号，PP. 1-13，昭. 34. 4.
- 13) 上 掲 11)，PP. 125-127.
- 14) 上 掲 12)，PP. 9-11.
- 15) 上 掲 5)，P. 121.

第 5 章 結 論

本研究においては砂利層の力学的性質，主として内部圧力分布ならびに沈下について実験的ならびに理論的研究を行い，砂利層の力学的性質について若干の点を明らかにした。以下これらの主要な事項について要約すれば，つぎのとおりである。

1) 砂利層内の圧力分布について

砂利層もしくは砂層のような粒体層と呼ばれる基礎の内部圧力分布については，従来の半無限弾性体内の応力分布の計算法は余り実状に即したものと認めがたいので，著者は一集中荷重の影響は砂利層内においては，ある分布曲線によつて限られた範囲内にのみおよぶものと仮定して Stroschneider ならびに Kögler 両氏の算式をもとにして近似的に分布角の概念を導入し，この方法を矩形載荷板，円形載荷板ならびにまくら木バリなどに適用する場合の計算法を導き，また一方，Кандауров 氏の提案した式をもとにした場合についても同様の計算法を示し，これらの諸式による計算値と著者による模型実験についての圧力分布測定の結果ならびに既往の実験値と比較検討した結果，一般に Кандауров 氏の式を基礎式とした場合には円形載荷板においては実験値とかなりよい一致を示すが，矩形載荷板，まくら木バリなどの場合には実験値を説明しがたい場合も生ずることがわかった。つぎに Stroschneider ならびに Kögler 両氏の式を用いた場合には載荷板の形状が矩形，円形いずれの場合でも，あるいはまたまくら木バリの場合でも計算値と実験値とは比較的よく一致した良い結果がえられることを明らかにした。

2) 静的荷重による砂利層の沈下について

砂利層基礎に静的荷重を作用させた場合の沈下について実験的検討を行つた結果，静荷重強度 p と表面沈下 y との関係については，一般に剛性増大型，剛性減少型，剛性一定型の 3 種に大別しうることを明らかにし，複雑な場合でもほぼこれら 3 つの型をつなぎ合せたものとして取扱えることなどを明らかにした。ついで一定の荷重強度 \bar{p} が繰返して基礎に作用した場合の繰返し沈下量 y_i との関係について理論的考察を行い，両者の間に成立すべき理論式を導き，これが実験結果をよく説明しうることを示した。また理論式に用いた係数を実験結果について求め，その特性などについて若干の検討を行つた。

3) 振動沈下ならびに衝撃沈下について

砂利層基礎に振動荷重もしくは衝撃荷重が作用した場合の沈下について理論的な考察を行つた例は従来ほとんど見られなかつたので，著者はこれについて考察を行い，振動沈下に対しては振動特性をそのときの慣性力 $m\ddot{a}$ によつて代表せしめ， $m\ddot{a}$ の繰返

しによつて沈下が生ずるものと仮定して理論式を導き、この式が少なくとも定性的には実験結果をよく説明しうることを示し、実験結果から理論式の諸係数の値を求めてその特性について検討した。また衝撃作用の場合についても一定の衝撃エネルギー wh の繰返し作用によつて生ずる沈下 δ_i との関係性を静的繰返し荷重の場合とほぼ同様の力学的モデルを仮定して取扱い、 \overline{wh} と δ_i との間に成立すべき理論式を求め、これを著者の行つた実験結果と比較した結果はかなりよい一致を示し、この理論式が十分妥当なものであることが確認された。またこの力学的モデルに用いた構造抵抗の関係から 1 回の衝撃エネルギーとそれによつて生ずる沈下との関係式を求めて実験結果と比較検討し、この関係式が十分満足すべきものであることを確かめた。

4) 本研究の道床への適用について

著者はこれまでに砂利層基礎について一連の模型実験を行い、砂利層の力学的性質主として内部圧力分布ならびに沈下について研究し、これらについて若干の理論的考察を行つて理論式を導き、これらを主として著者の行つた実験結果と対比してかなり妥当なものであることを確かめたが、著者の実験では模型実験であるため、さらに実際に近い道床について行われた実験結果について理論式の妥当性を検討したのであるが、圧力分布ならびに沈下に関する上述の理論式はこの場合においてもいずれも実験結果とかなりよい一致を示し、実際面への適用が十分可能であることが確認された。最後に以上の砂利層に関する基礎的研究の応用として道床の振動沈下を軽減させるための構造について若干の実験と考察を行い、まくら木の断面形状に関して簡単な試案を提示した。

5) 結 言

以上述べたごとく著者は砂利層基礎を主対象として粒体層といわれる基礎についてその内部圧力分布の算定法を明らかにするとともに、静荷重、静的繰返し荷重、振動荷重、衝撃荷重などが砂利層基礎に作用した場合の変形について実験的ならびに理論的な研究を行い、ある程度これらの荷重状態と沈下との間に成立すべき理論的關係を明らかにし、これらの理論式が少なくとも定性的には既往の実験結果をかなりよく説明しうることを明らかにした。しかしながら砂利層の性質は一般にきわめて複雑であり、なお多くの不明な点が残されている。たとえば本研究においては垂直方向の振動を取扱つたが、地震動を対象とした場合などにおいては水平振動を取扱わなければならない。あるいは実際の軌道構造などにおいては垂直、水平前後左右振動など同時に作用するものと考えられる。このような複雑な振動によつて生ずる砂利層の沈下などについては現在のところなんら明らかにされていない。あるいはまた水中における砂利層基礎の動的荷重による変形状態などに関しても不明な点が少ない。これらの問題については今後さらに研究を進めていきたいと考える次第である。

付 記

本研究をまとめるに当つて終始御懇篤な御指導をいただいた京都大学教授村山朔郎博士，また終始御鞭撻をいただいた京都大学工学部長石原藤次郎博士，種々有益な御教示を与えられた京都大学土木工学教室の成岡昌夫，松尾新一郎，後藤尚男の各教授に心から感謝の意を表わす次第である。